institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3

IPNO-T-83.02

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY - UNIVERSITE PARIS-SUD -

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude CABOT

Sujet : Etude expérimentale de la formation et de la désexcitation des noyaux de fusion de masse A ∿ 150u formés par bombardement d'ions lourds d'énergie 3 à 5 MeV/nucléon. Emission d'un faible nombre de neutrons (1,2 ou 3).

Soutenue le 26 octobre 1982

UNIVERSITÉ PARIS SUD

UNIV.
LEIDEN
1878.

Orsay

n° d'ordre :

2622

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude CABOT

Sujet : Etude expérimentale de la formation et de la désexcitation des noyaux de fusion de masse A ∿ 150 u formés par bombardement d'ions lourds d'énergie 3 à 5 MeV/nucléon. Emission d'un faible nombre de neutrons (1, 2 ou 3).

Soutenue le 26 / 10/1982 **devant la Commission d'examen**

MM. M. LEFORT Président.

A. FLEURY
M. GENET
H. SERGOLLE
H. GAUVIN
B. HAAS
} Examinateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0023

A Djibril-Aurélien

Abstract :

It has been experimentally pointed out that a nucleus formed, in the rare earth region, at high angular momentum ($\sim 40\hbar$) and high excitation energy ($\sim$ 55 MeV), through a rather symetric system (like $^{65}Cu + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy$) can deexcite by emitting only 1 or 2 neutrons. To explore the statistical or non-statistical character of a few neutrons emission, γ-n competition has been studied. All the measurements (total γ energy, γ-multiplicity associated with each exit channel, and neutron energy spectra) point out the statistical character, which is related to the unexpectadly strong γ-competition at high J : the γ entry-line constructed in the (E*J) plane for several identified exit channels, divergesfrom the Yrast line at the highest J. Comparison between various experimental results (including excitation functions (HI, xn) $^{150-x}Gd$) and statistical calculations (GROGI-F code) has been used as a crucial test for the choice of the Yrast-line position and of the γ-normalization coefficients. Some experimental results concerning sub-barrier fusion and fission cross-sections are also presented in this thesis.

Résumé :

Il a été mis expérimentalement en évidence que des noyaux de fusion de masse A $\sim$ 150 u, formés par bombardement d'ions lourds à une énergie d'excitation d'environ 55 MeV, et à haut moment angulaire ($\sim 40\hbar$) (telle la réaction $^{65}Cu + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy$), peuvent se désexciter complètement en émettant qu'un ou deux neutrons. Pour caractériser l'aspect statistique ou non-statistique de la réaction, la compétition γ-neutron a été étudiée. Toutes les mesures (énergie totale de la cascade γ, multiplicité γ associée à chaque voie de sortie identifiée, spectres d'énergie des neutrons) font ressortir le caractère statistique de l'émission, lié au fait que la compétition est particulièrement forte pour les moments angulaires élevés: dans le plan (E*,J), la ligne d'entrée γ n'est pas parallèle à la ligne Yrast, et s'en éloigne pour les plus hautes valeurs de moment angulaire. Une comparaison entre divers résultats expérimentaux (y compris les fonctions d'excitation (IL, xn) $^{150-x}Gd$) et les résultats de calculs statistique (programme d'évaporation GROGI-F) a constitué un test crucial pour le choix de la position de la ligne Yrast et des valeurs des coefficients de normalisation γ. On trouve aussi dans cette thèse des résultats expérimentaux concernant des sections efficaces de fusion sous-barrière et des sections efficaces de fission.

SOMMAIRE

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I : DETECTION DES NOYAUX RESIDUELS : METHODES EXPERIMENTALES ET TRAITEMENT DES DONNEES 5

A. CHOIX DES METHODES EXPERIMENTALES 5

B. DETECTION HORS LIGNE DES NOYAUX RESIDUELS GRACE A LEUR RADIOACTIVITE 6

a. Système $^{68}Zn + ^{82}Se + ^{150}Gd^*$ 6

1. Caractéristiques de désintégration γ des noyaux résiduels observés 6
2. Cibles 7
3. Mesure de l'énergie du faisceau 8
4. Dispositif expérimental 10
5. Contrôles et traitement des données 10

b. Système $^{65}Cu + ^{87}Rb + ^{152}Dy^*$ 12

C. COLLECTION DES NOYAUX RESIDUELS GRACE A UN JET D'HELIUM 13

1. Rappel du principe de la méthode 13
2. Système étudié 13
3. Dispositif expérimental et électronique associée 14
4. Contrôles et traitement des données 14

D. DETECTION EN LIGNE DES NOYAUX RESIDUELS ET DES FRAGMENTS DE FISSION PAR DES TELESCOPES ΔE - E 15

1. Cibles et faisceaux 15
2. Système de détection. Dispositif de la chambre à réaction 16
3. Montage électronique 17
4. Contrôles et traitement des données 19

a. Obtention des valeurs absolues de section efficace de résidus d'évaporation 19
b. Obtention des valeurs absolues de section efficace de fission 21

CHAPITRE II : DETECTION DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES ET DES NEUTRONS 23

A. RAPPELS SUR LES ETUDES DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES EMIS DANS LA REGION DU CONTINUUM 23

1. Obtention de données pour la détermination des mécanismes de réaction ... 23
2. Population et désexcitation des états de haut spin 24

2a. Composition d'une cascade γ 25
2b. Détermination de la ligne d'entrée γ 27

3. Utilisation du spectromètre somme 28

3a. Utilisation du spectromètre somme comme sélecteur de spin. Technique du découpage en tranches 28
3b. Résolution en énergie 29
3c. Etalonnage en énergie 30

4. Diverses méthodes de détermination de la multiplicité 30

4a. Avec un détecteur déclencheur et un détecteur qui sélectionne les tansitions individuelles 30
4b. Avec plusieurs détecteurs déclencheurs 31
4c. Avec le spectromètre somme 31

B. METHODES EXPERIMENTALES ET TRAITEMENT DES DONNEES 33

1. Cibles et faisceaux 33
2. Dispositif expérimental 34
3. Electronique associée 34

3a. Voies linéaires 34
3b. Voies logiques 38
3c. Voies "neutrons" 38
3d. Voies "temps de vol" 39

4. Etalonnage en énergie et en efficacité des divers détecteurs 39

4a. Détection des transitions γ individuelles dans les INa 39
4b. Mesure de l'énergie γ totale E_Σ dans le spectromètre somme 40

5. Traitement des données 41

5a. Elaboration des matrices à 2 dimensions 41
5b. Détermination de la multiplicité et de l'énergie moyenne emportée par γ 43
5c. Coïncidencesentre le spectromètre somme et le détecteur Ge(Li) 46
5d. Coïncidencesentre le spectromètre somme et les détecteurs INa 47
5e. Coïncidencesentre le spectromètre somme et les détecteurs de neutrons. 47

6. Test des valeurs expérimentales d'énergie γ totale E_Σ et de multiplicité M 50

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX 51

A. NOYAU DE FUSION ^{150}Gd 51

1. Système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$ 51

a. Sections efficaces de résidus d'évaporation 51
b. Sections efficaces de fission 53
c. Etude du rayonnement γ émis à E_{lab} = 158 MeV 53

c1. Distribution de l'énergie totale emportée par γ, E_Σ 53
c2. Distribution de la multiplicité gamma totale moyenne M en fonction de E_Σ 54
Distribution de l'énergie moyenne emportée par transition γ, $\bar{\varepsilon}_\gamma$, en fonction de E_Σ 55
c3. Analyse des raies γ discrètes 57

3.1. Isotopes détectés 57
3.2. Distribution de l'énergie γ totale E_Σ selon la voie de sortie. 57

c4. Analyse des raies γ dans le continuum 59

4.1. Distribution, en fonction de E_Σ, de la température nucléaire après émission des photons statistiques 59
4.2. Distribution, en fonction de E_Σ, du nombre de transitions γ statistiques n_{stat} 60

d. Analyse des spectres de neutrons émis à E_{lab} = 158 MeV 61

2. Système $^{68}Zn + ^{82}Se \rightarrow ^{150}Gd$: fonctions d'excitation de résidus individuels d'évaporation 65

B. NOYAU DE FUSION ^{156}Yb FORME PAR $^{63}Cu + ^{93}Nb$: FONCTIONS D'EXCITATION DE PRODUCTION DE RESIDUS INDIVIDUELS D'EVAPORATION 65

C. NOYAU DE FUSION ^{152}Dy FORME PAR $^{65}Cu + ^{87}Rb$ 68

a. Fonctions d'excitation de résidus individuels d'évaporation 68

b. Etude du rayonnement γ émis à E_{lab} = 237 MeV 70

b1. Distribution de l'énergie γ totale E_Σ 71
b2. Distribution de la multiplicité γ moyenne totale M en fonction de E_Σ 71
Distribution de l'énergie moyenne emportée par transition γ, $\bar{\varepsilon}_\gamma$, en fonction de E_Σ 72
b3. Analyse des raies γ discrètes 73
3.1. Isotopes détectés 73
3.2. Distribution de l'énergie γ totale E_Σ selon la voie de sortie 76
3.3. Distribution de la multiplicité γ moyenne totale M selon la voie de sortie 77
b4. Analyse des raies γ dans le continuum 78
4.1. Distribution, en fonction de E_Σ, de la température nucléaire T après émission des photons statistiques 78
4.2. Distribution, en fonction de E_Σ, du nombre de transitions γ statistiques, n_{stat} 78
c. Analyse des spectres de neutrons émis à E_{lab} = 237 MeV 79
D. RESUME 81
CHAPITRE IV : ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION DE FORMATION DU NOYAU DE FUSION ^{150}Gd. MISE EN EVIDENCE DE SECTIONS EFFICACES DE FUSION DITE "SOUS-BARRIERE". 83
INTRODUCTION 83
A. LIMITATIONS A LA FUSION 84
1. Limitations à la fusion dans l'approximation de coupure franche : calcul du moment angulaire maximum disponible dans la voie d'entrée.. 85
2. Etude expérimentale de la limitation à la fusion 87
2a. Limitation à la formation de résidus d'évaporation 87
a1. Système ^{40}Ar + ^{110}Pd 87
a2. Système ^{68}Zn + ^{82}Se 90
2b. Limitation à la fusion pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd 91
B. EVOLUTION DES SECTIONS EFFICACES DE FUSION $\sigma_{FC} = f(\bar{E})$ - SECTIONS EFFICACES DE FUSION DITE "SOUS-BARRIERE" 92
1. Modèle phénoménologique utilisé 92
1a. Calcul des sections efficaces de fusion complète 92
1b. Procédure d'analyse et de comparaison aux données. Potentiel de proximité modifié 94
2. Application à l'analyse de la section efficace de formation du noyau de fusion ^{150}Gd* . Mise en évidence de fusion "sous-barrière" 95
3. Section efficace de fusion "sous-barrière" : discussion 98

CHAPITRE V : DESEXCITATION DES NOYAUX DE FUSION :
- ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX
- MECANISME D'EMISSION D'UN FAIBLE NOMBRE DE NEUTRONS 101

A. LIGNES D'ENTREE γ 101

1. Détermination de E_γ 101
2. Conversion de la multiplicité M en moment angulaire J 102
3. Construction des lignes d'entrée γ 103
4. Discussion 103

B. BILAN GLOBAL EN ENERGIE EN MOMENT ANGULAIRE 106

1. Bilan global en énergie 106

1a. Système $^{65}_{40}Cu$(237 MeV) + $^{87}_{110}Rb$ 107
1b. Système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd 108

2. Bilan global en moment angulaire 108

C. MECANISME D'EMISSION D'UN FAIBLE NOMBRE DE NEUTRONS 108

CHAPITRE VI : DESEXCITATION DES NOYAUX DE FUSION : ANALYSE DE LA COMPETITION γ - NEUTRON - FISSION DANS LE CADRE D'UN MODELE D'EVAPORATION STATISTIQUE . 109

INTRODUCTION 109

A. ANALYSE DE LA COMPETITION γ - NEUTRON 110

1. Rôle de la compétition γ-neutron sur les valeurs de sections efficaces σ_{xn}, x allant de 1 à 5 110
2. Théorie statistique : valeurs des paramètres utilisés - coefficients de normalisation γ 111

2a. Rappels sur le mode de calcul du programme GROGI-F 111
2b. Désexcitation par émission de particules : choix des valeurs de paramètres 112
2c. Désexcitation par émission γ 113

c1. Probabilités de transition à une particule : estimations théoriques de Weisskopf 113
c2. Normalisation des probabilités d'émission γ dans le programme statistique GROGI 114
c3. Choix des valeurs de référence pour les coefficients de normalisation γ 115

2d. Choix de la distribution de section efficace $\sigma_{FC}(\ell)$ dans la voie d'entrée 116

3. Influence des valeurs de paramètres sur les sections efficaces d'émission d'un faible nombre de neutrons 116

3a. Influence des valeurs des coefficients de normalisation γ et de la position de la ligne Yrast 118

a1. Influence sur les valeurs de section efficace (Ar, 3n), (Ar, 4n) et (Ar, 5n) 118
a2. Influence sur le mode de désexcitation d'un état (E*, J) donné 121

3b. Influence des autres paramètres statistiques sur les valeurs de section efficace (Ar, 3n), (Ar, 4n) et (Ar, 5n) 124

3c. Influence de la distribution $\sigma_{FC}(\ell)$ dans la voie d'entrée 124

4. Compétition γ-neutron : confrontation expérience-calcul pour l'ensemble des résultats expérimentaux 124

4a. Fonctions d'excitation (IL, xn) 127

a1. Noyau de fusion ^{150}Gd formé par trois voies d'entrée différentes : ^{16}O, ^{40}Ar, ^{68}Zn : émission de 3, 4 et 5 neutrons 127

a2. Emission d'un faible nombre de neutrons (1, 2 ou 3) 127

a.2.1. Noyau de fusion ^{152}Dy formé par ^{65}Cu + ^{87}Rb 127

a.2.2. Noyau de fusion ^{156}Yb formé par ^{63}Cu + ^{93}Nb 128

4b. Position de la ligne d'entrée γ
Energie moyenne emportée par les photons statistiques et par les neutrons : réactions ^{40}Ar(158MeV) + ^{110}Pd et ^{65}Cu(237MeV) + ^{87}Rb 129

b1. Schéma de désexcitation du noyau de fusion 129

b2. Position de la ligne d'entrée γ calculée 129

b3. Energie moyenne emportée par les photons statistiques et par les neutrons 133

b4. Evolution des énergies $\bar{\epsilon}_n$ et $\bar{\epsilon}_\gamma$ en fonction du moment angulaire .. 135

B - ANALYSE DE LA COMPETITION γ-NEUTRON-FISSION 135

1. Reproduction de la fonction d'excitation de fission pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd 135

1a. Détermination du couple de paramètres a_f/a_n et $x_f = B_f/B_{fRLDM}$ 136

1b. Influence des paramètres de fission sur les fonctions d'excitation σ_{xn} 139

1c. Fission de chances multiples 140

2. Probabilité de décroissance par fission dans le plan (E*,J) du ^{150}Gd 141

3. Discussion 142

3a. Quels sont les effets que masque une réduction de barrière de fission ? 143

3b. Calcul des paramètres de fission pour les noyaux à grande énergie d'excitation et à moment angulaire élevé : améliorations actuellement introduites par certains auteurs 145

CONCLUSION 149

ANNEXE 1 : THEORIE STATISTIQUE : PROBABILITE D'EMISSION DE PARTICULES PROBABILITE DE DESEXCITATION PAR FISSION 153

ANNEXE 2 : CALCUL DE LA BARRIERE DE FISSION DANS LE CADRE DU MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE TOURNANTE 157

ANNEXE 3 : EMISSION OF FEW NUCLEONS, INCLUDING ONLY ONE NEUTRON, IN THE ^{63}Cu + ^{93}Nb REACTION..... 159

ANNEXE 4 : PLAN (E*,J) DU ^{147}Gd : REPARTITION DES COURBES D'ISOPROBABILITES POUR LES EMISSIONS γ,n,p ET PARTICULES ALPHA 163

VALEURS DES PARAMETRES UTILISES DANS LES CALCULS AVEC LE PROGRAMME GROGI-F (NOYAUX DE FUSION ^{150}Gd)..... 164

ANNEXE 5 : SCHEMA DE DESEXCITATION DU ^{151}Dy 165

BIBLIOGRAPHE 167

REMERCIEMENTS

Le travail présenté ici a été réalisé à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur M. LEFORT qui m'a accueillie dans son laboratoire et m'a donné la possibilité d'effectuer ces recherches en qualité d'Assistante à la Faculté des Sciences d'Orsay (Université de Paris XI). Je le remercie également d'avoir accepté la présidence du jury et de m'avoir aidée de ses conseils et suggestions.

Cette étude a été impulsée par Monsieur H. GAUVIN, qui a contribué au travail expérimental et a participé au dépouillement des expériences. Je le remercie de m'avoir fourni les moyens de mener à bien cette thèse.

Monsieur le Professeur H. SERGOLLE s'est imposé la lecture attentive de ce mémoire. Il m'a apporté encouragements et critiques précises. J'espère que le manuscrit définitif ne le décevra pas.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur A. FLEURY, pour son hospitalité au Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan et pour m'avoir apporté son concours lors du déroulement de certaines expériences ainsi que pour la discussion de leurs résultats.

Je suis également reconnaissante envers Monsieur B. HAAS, du Centre d'Etudes Nucléaires de Strasbourg, et envers Monsieur le Professeur M. GENET, de la Faculté des Sciences d'Orsay, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour leur participation au jury.

Le travail expérimental présenté dans cette thèse est avant tout le fruit de collaborations qui, au fil de toutes ces années, se sont étendues à des chercheurs de différents laboratoires. Je sais - je crois savoir - ce que je dois à chacun de mes collègues.

Serge DELLA NEGRA, Claude DEPRUN et Yvon LE BEYEC m'ont fait profiter de leur expérience quand nous avons utilisé le dispositif de collection de noyaux par jet d'hélium (-mais, ne serait-ce pas la "1n" ?). Je n'oublie pas non plus les longues nuits d'irradiations, ni toutes les discussions que nous avons eues (-c'était bien la "1n" !).

Je tiens à mentionner l'expérience réalisée en collaboration avec Bernard TAMAIN, René BIMBOT, Bernard BORDERIE, Daniel GARDES (IPN-Orsay), Christian GREGOIRE et Christian NGÔ (CEN-Saclay), ainsi qu'avec Michel BERLANGER et Françis HANAPPE (Université Libre de Bruxelles): leur aide amicale et, plus encore, leur ferme soutien, ont permis de faire progresser mes travaux.

L'expérience de détection des rayonnements électromagnétiques est avant tout celle de l'équipe THIBAUD - AGUER - BASTIN du Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse. La part de travail de Pierre AGUER est bien plus grande qu'il ne voudra l'admettre. Son entrain est communicatif, même lors des dépouillements sur ordinateur. Ses avis m'ont été d'un constant secours, et je lui suis reconnaissante d'utiles suggestions pour la rédaction de ce mémoire. Madame G. BASTIN a été souvent mise à contribution, tant il est vrai que les schémas de désexcitation n'ont plus de secrets pour elle. Jean-Pierre THIBAUD m'a fait bénéficier de sa grande expérience ; ses critiques m'ont énormément aidée pour la compréhension des problèmes qui se sont posés.

Yves PATIN, du Commissariat à l'Energie Atomique (CEN de Bruyères-le-Châtel) a bien voulu apporter sa participation pour la détection des neutrons ; son organisation, son dynamisme et son efficacité ont été des facteurs déterminants pour la réussite de l'expérience effectuée en collaboration avec lui.

Les calculs statistiques présentés dans cette thèse n'auraient pu être réalisés sans le soutien amical et les conseils judicieux de Hugues DELAGRANGE. Il m'a patiemment initiée

au maniement du programme de calcul GROGI-F, a suivi avec attention la progression des résultats. Dois-je l'avouer ? au mépris de tout esprit civique, j'ai bien souvent utilisé le téléphone pour appeler Bordeaux ou Caen : Hugues prenait toujours la peine de discuter, d'éclaircir - voire de réconforter -, et sans jamais se départir de sa bonne humeur. Je lui en suis grandement redevable.

J'ai également beaucoup apprécié l'efficacité et la gentillesse de Marie-France RIVET, qui ne m'a jamais refusé son secours. Merci aussi à Daniel GUERREAU pour les renseignements toujours utiles qu'il m'a fournis.

Je voudrais également exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur J.M. ALEXANDER, de l'Université de Stony-Brook pour l'aide, toujours chaleureuse, et les conseils avisés dont il m'a fait bénéficier lors de ses passages au laboratoire.

Monsieur le Professeur J. GARRETT, du Niels Bohr Institute de Copenhague, m'a aimablement transmis une version du programme GROGI ; je voudrais aussi le remercier pour les intéressantes discussions que nous avons eues.

Enfin, que tous les collègues d'Orsay et de Bordeaux qui m'ont offert de précieux conseils sachent combien je leur en sais gré.

Je ne saurais oublier de remercier l'ensemble des membres des bureaux de calcul de l'IPN : soumis à mes exigences souvent pressantes, leur calme efficacité et leur prévenance n'ont pas cessé de m'étonner. Tous m'ont aidée, au premier rang desquels Pascal JANOTS - à qui je soumettais toujours un problème aussi urgent que capital - ainsi que Michel GIVORS et Bernard MERLANT - qui ont participé à la mise en oeuvre des programmes de dépouillement.

Je crains bien que, dans la fébrilité des jours de "manip" comme à l'aube de ces matins blêmes, je n'ai su remercier sur l'heure les équipes de conduite de l'accélérateur ALICE ou celles du service d'électronique. Je ne saurais pourtant assez dire combien l'aide technique a été indispensable à la réalisation de ce travail. Je suis en particulier redevable à Daniel SZNAJDERMAN et Roger MARQUETTE, qui ont assuré la fabrication des cibles minces.

Je remercie aussi Monique LAUNAY pour le long travail dactylographique qu'elle a réalisé, Simone BOUBY, qui a méticuleusement dessiné les figures, et Evelyne DAVANTURE qui a eu la gentillesse de s'occuper de la présentation des tableaux. Je n'oublie pas l'ensemble du personnel du Service Photo et du Service Impression, ainsi que Madame J. ROUVET, qui ont également contribué au travail matériel de cette thèse.

Je voudrais remercier Issiaka DEMBELE pour avoir fait preuve de ce qu'il est convenu d'appeler "compréhension" - traduisons : pour avoir eu à supporter, entre autres, ma négligence pour bien des taches quotidiennes - et pour les encouragements - d'ailleurs pas toujours orthodoxes ! - qu'il m'a sans cesse prodigués.

Merci, je le dis, je le dirai encore à ceux - ils se reconnaitront - qui m'ont apporté leur aide amicale, déterminante, ceux grâce auxquels j'ai gardé courage durant les longs mois d'inactivité qui ont précédé la naissance de mon fils.

INTRODUCTION

Le problème toujours actuel de l'étude des mécanismes de réactions nucléaires consiste à rendre compte de l'équilibration partielle ou totale des degrés de liberté nucléaires. Il n'en est pour preuve que les nombreuses études, au sein des laboratoires de physique et chimie nucléaires, des processus dissipatifs qui constituent un domaine en pleine expansion [FLE.79, LEF.79, LEF.82]. Parmi ces travaux, l'intérêt de l'analyse des réactions de type fusion-évaporation ne s'est pas démentie depuis 1936, année où Niels Bohr a introduit la notion de noyau composé - d'autant plus que, depuis une quinzaine d'années, l'obtention des faisceaux d'ions lourds a contribué à donner une nouvelle impulsion à ces études. Celles-ci sont d'un intérêt constant, tant pour la connaissance des interactions qui se développent entre deux noyaux chargés, que pour la connaissance de la matière à haute température et à haut moment angulaire. Ces travaux expérimentaux se classent donc en deux catégories selon qu'ils concernent, soit les études de formation du noyau de fusion complète (par des mesures de sections efficaces de fusion complète) soit les études de désexcitation du noyau composé (par la détection des produits issus de cette désexcitation). Ces deux thèmes constituent la trame de la partie expérimentale de ce mémoire. Et, puisque l'analyse de la désexcitation du noyau composé a pour but principal d'établir les limites du concept d'équilibre statistique des différents degrés de liberté, nous consacrerons la dernière partie de cette thèse à un essai d'interprétation de nos résultats à l'aide du modèle statistique.

Dès maintenant, il nous faut souligner en quoi notre contribution s'insère dans les préoccupations actuelles de ces deux domaines de recherches - fusion et desexcitation du noyau de fusion complète.

A l'époque où ce travail a débuté, il y a environ 6 ans, le but initial était de compléter les études déjà existantes [GUE.73, TAM.74, LEF.76] concernant l'influence de grands moments angulaires sur la formation et la désexcitation du noyau composé. Mais pour comprendre ce qui se passe au cours d'une désexcitation, nous voulions disposer, pour un noyau de fusion donné, de données expérimentales aussi variées que possible - et non plus seulement, comme c'était le cas jusqu'alors, d'un seul type de données.

Pour cela, nous avons choisi de former un noyau de masse moyennement lourd, le gadolinium 150. En effet, dans cette région des terres rares, l'émission des particules - à savoir principalement des neutrons et, à un moindre degré, des particules chargées - constitue la voie de désexcitation prépondérante juste au-dessus de la barrière de fusion. De plus, de tels noyaux offrent l'avantage de présenter un mode de désexcitation par fission, mais uniquement pour les moments angulaires les plus élevés - moments angulaires qui sont atteints dans le cas des projectiles lourds ($A \sim 40 - 70$ u), à des énergies supérieures à la barrière de fusion. Il s'agissait donc de former le noyau composé ^{150}Gd à des énergies d'excitation allant de celle disponible au seuil de fusion jusqu'à environ 100 MeV, avec, dans ce domaine d'énergie, des états de moments angulaires différents. Pour disposer, dans la voie d'entrée, de populations en moments angulaires orbitaux plus ou moins étendues, on a fait varier la masse du projectile lourd, en étudiant :

- d'une part, le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$, par la détection de l'ensemble des résidus d'évaporation et des fragments de fission, ce qui complétait les résultats obtenus précédemment au laboratoire par Della Negra et al. [DELL.77].

- d'autre part, un système plus symétrique, à savoir $^{68}Zn + ^{82}Se$, par des mesures de fonctions d'excitation des résidus individuels d'évaporation.

Comme on le soulignera dans le chapitre IV de ce mémoire (chapitre où l'on analysera les résultats ayant trait à la formation du noyau de fusion), les sections efficaces de fusion ainsi mesurées au niveau de la barrière de fusion, se trouvent être plus élevées que celles prévues par le calcul de pénétrabilité de barrière à une dimension. Nos mesures se situent donc dans le cadre de l'étude d'un phénomène mis en évidence par divers auteurs et qui, pour être qualifié de "frontière", n'en constitue pas moins - pareil en cela à beaucoup de phénomènes insignifiants à priori - un domaine qui peut s'avérer riche d'enseignements. Il n'en est pour preuve que le développement que connait ce sujet depuis ces derniers mois, dans divers laboratoires.

Venons-en maintenant aux études se rattachant à la désexcitation du noyau ^{150}Gd. Il n'est certes pas coutume d'exposer dès l'introduction les résultats obtenus. Mais pour comprendre l'évolution de nos travaux, il s'avère très important d'indiquer ici que l'on a observé d'importantes sections efficaces dans la voie de sortie 3 n (alimentant le noyau ^{147}Gd), sections efficaces dépassant largement les prédictions habituelles des modèles statistiques.

D'autres systèmes - dont $^{63}Cu + ^{93}Nb \rightarrow ^{156}Yb^*$ ainsi que $^{65}Cu + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$ - ont alors été étudiés expérimentalement, ce qui nous a permis d'obtenir des noyaux résiduels après émission de 2 et même de 1 neutron(s) seulement ! Cet aspect de la désexcitation est tout à fait inattendu pour ce type de noyaux. D'un côté, il semble difficile, du moins à première vue, de concilier le modèle statistique de décroissance du noyau composé avec l'émission de 1 ou 2 neutrons quand le noyau initial dispose d'une énergie d'excitation d'environ 50 MeV, et que l'énergie de liaison du neutron est typiquement de l'ordre de 8-9 MeV. D'un autre côté, dans les réactions par ions lourds, l'émission non statistique de particules n'a été observée que pour des énergies largement supérieures à la barrière de fusion : dans ces conditions, l'émission directe de particules peut s'expliquer par celle de particules émises promptement (PEP) [WEI.75] ou à partir de "points chauds" [BON.79]. A des énergies plus basses, l'étude des réactions n'a, jusqu'à présent, pas présenté de déviations par rapport aux prédictions du modèle statistique. De plus, dans le cadre du modèle de prééquilibre de Blann (BLA.75), le nombre initial d'excitons (qui défavorise l'existence des réactions de pré-équilibre) devrait être plus grand pour les réactions par ions lourds que dans le cas de réactions induites par protons ou particules alpha : en conséquence, ce type d'émission de pré-équilibre semblerait ici beaucoup plus improbable (SAR.78b).

Nous nous sommes fixés comme but d'étudier le mécanisme de réaction qui conduit à la désexcitation complète par émission d'un très faible nombre de neutrons (3, 2 ou 1).

Quel est alors l'aspect fondamental qui existe derrière cette manifestation phénoménologique apparemment surprenante ? Le phénomène est-il ou non statistique ? Pour caractériser cet aspect de la réaction, on a étudié les systèmes $^{40}Ar(158\ MeV) + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$ et $^{65}Cu(237\ MeV) + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$: aux énergies d'excitation concernées (respectivement 68 et 55 MeV), la désexcitation du ^{150}Gd et du ^{152}Dy est régie principalement par la compétition entre l'émission de neutrons et l'émission de rayonnements électromagnétiques. Ceci nous a amenés, grâce aux plus récentes techniques de détection de gamma (utilisation d'un spectromètre "somme" de grande efficacité), à mesurer la quantité d'énergie emportée sous forme de rayonnements électromagnétiques ; parallèlement, l'énergie moyenne de l'ensemble des neutrons émis était mesurée par des détecteurs liquides appropriés.

En définitive, la présente thèse concerne donc tout particulièrement l'étude de la compétition γ-neutron et son influence sur la désexcitation du noyau de fusion.

En cela, notre travail se rattache directement au développement qui, depuis 1977, concerne les études relatives à la détection de rayonnements électromagnétiques émis dans la région du continuum (DIA.80). Dans le second chapitre de ce mémoire, nous avons présenté une synthèse concernant ces techniques nouvelles qui ont surtout permis à divers laboratoires

(KOR.79,AGU.81) d'appréhender certaines propriétés de la matière nucléaire dans des domaines d'énergie d'excitation de quelques dizaines de MeV et de moment angulaire de l'ordre de 30 à 40 $\hbar$. Leur utilisation pour obtenir des données intéressantes concernant des mécanismes de réaction est déjà moins courante (HIL.79). Quant à la compétition γ-neutron, elle était, jusqu'à ces derniers mois, tout à fait inconnue pour ces états de haute énergie et de haut spin. Seuls Folkmann et al. (FOL.81), ainsi que Jasskelainen et al. (JAA.82) ont récemment mesuré un bilan d'énergie et de moment angulaire emportés par les gamma. Mais à notre connaissance, c'est la première fois qu'un bilan total en énergie emportée par rayonnements électromagnétiques et neutrons a été réalisé.

Ce mémoire comportera six parties. Les deux premiers chapitres consisteront en un exposé des diverses techniques expérimentales utilisées. Les résultats expérimentaux seront présentés dans le troisième chapitre. L'analyse des données concernant la formation du noyau de fusion sera développée dans le chapitre IV, tandis que celle des résultats ayant trait à la désexcitation constituera le chapitre V. Finalement, dans la dernière partie de ce travail, on confrontera les résultats expérimentaux avec ceux calculés à l'aide d'un modèle d'évaporation statistique.

CHAPITRE I

DETECTION DES NOYAUX RESIDUELS : METHODES EXPERIMENTALES ET TRAITEMENT DES DONNEES

A - CHOIX DES METHODES EXPERIMENTALES

Les résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus au moyen de diverses méthodes expérimentales mises en oeuvre auprès de l'accélérateur ALICE.

Pour mesurer les sections efficaces correspondant à chaque voie de désexcitation par émission de particules (IL, xn), (IL, pxn), (IL, αxn), les noyaux résiduels ont été collectés et identifiés grâce à leurs caractéristiques spectroscopiques :

- Si les périodes radioactives sont suffisamment longues (comprises entre 1 minute et plusieurs jours), et si leur taux de production le permet, on peut, après irradiation de la cible, suivre la radioactivité (α ou γ) des noyaux résiduels par comptages "hors ligne".

- Si les périodes des radioéléments sont comprises entre 1 milliseconde et quelques minutes, on utilise le dispositif de collection par jet d'hélium pour les détecter et les identifier "en ligne" (dans notre cas, détection de la radioactivité α).

- Les sections efficaces de l'ensemble des résidus d'évaporation (σ_{RE}) et la section efficace de fission (σ_F) ont été mesurées par la technique du télescope ΔE-E, sans séparation en Z.

- Pour accéder à un bilan d'énergie et de moment angulaire emporté par γ, on a mesuré l'énergie totale émise sous forme de radiations électromagnétiques à l'aide d'un cristal INa de gros volume et réalisé des expériences de corrélation entre les informations délivrées par ce spectromètre somme d'une part, et par des détecteurs de transitions gamma individuelles d'autre part-Ge(Li), INa . La mesure du temps de vol entre spectromètre somme et détecteurs de neutrons rapides a permis d'accéder aux valeurs des énergies cinétiques ε_n des neutrons.

Les méthodes employées pour chacun des systèmes étudiés sont reportées dans le tableau 1.

Les techniques d'irradiations, de collection par jet d'hélium et celles d'utilisation d'un télescope ΔE-E sont considérées comme classiques : nous présenterons les caractéristiques spécifiques relatives à l'emploi que nous en avons fait.

La technique d'utilisation du spectromètre somme et des détecteurs associés pour des mesures en coïncidences, sera explicitée dans le chapitre II.

Tableau I.1.

Systèmes étudiés	Méthodes de détection des noyaux résiduels			Détection des γ et des neutrons émis au cours des réactions nucléaires
	Détection hors ligne : irradiations	Détection en ligne : collection par jet d'hélium	Télescope "ΔE-E"	
	identification par les caractéristiques spectroscopiques de désintégration radioactive de chaque noyau			
$^{40}Ar + {}^{110}Pd \rangle {}^{150}Gd^*$ $^{68}Zn + {}^{82}Se$	x		x	x
$^{63}Cu + {}^{93}Nb \rightarrow {}^{156}Yb^*$	x	x		
$^{65}Cu + {}^{87}Rb \rightarrow {}^{152}Dy^*$	x	x		x
	fonction d'excitation (IL,xn)(IL,pxn),(IL,αxn)		σ Résidus Evaporation | σ Fission	Spectres d'énergie des γ discrets (identification des voies de sortie)
				E_Γ (énergie totale emportée par γ) } associées à chaque voie de sortie
				M (multiplicité γ) }
				Spectres d'énergie des γ émis dans la région du continuum } associés aux énergies γ totales E_Γ.
				Spectres d'énergie des neutrons }
	résultats expérimentaux			

Méthodes de détection employées pour les différents systèmes étudiés.

B - DETECTION HORS-LIGNE DES NOYAUX RESIDUELS GRACE A LEUR RADIOACTIVITE

a. SYSTEME $^{68}Zn + {}^{82}Se \rightarrow {}^{150}Gd^*$

1. CARACTERISTIQUES DE DESINTEGRATION γ DES NOYAUX RESIDUELS OBSERVES

La désexcitation, par émission de particules du noyau de fusion gadolinium 150 formé par $^{68}Zn + {}^{82}Se$ a été étudiée en identifiant, hors ligne, les noyaux résiduels grâce à leur radioactivité γ. Cette étude complète les résultats obtenus précédemment au laboratoire par DELLA NEGRA et al. [DELL77], pour les systèmes $^{16}O + {}^{134}Ba$ et $^{40}Ar + {}^{110}Pd$ qui conduisent au même noyau de fusion ^{150}Gd.

Les voies de désexcitation (IL, xn), (IL, pxn), (IL, αxn) que l'on peut ainsi identifier sont nombreuses : dans le tableau 2 sont regroupées les caractéristiques de désintégration γ des isotopes identifiables par mesure de radioactivité hors ligne. Les embranchements étant connus, on peut remonter aux sections efficaces de production des noyaux résiduels.

Le dispositif expérimental utilisé pour les irradiations est classique : empilement de la cible et des collecteurs des noyaux résiduels au fond d'un cylindre de Faraday. Certaines adaptations techniques, liées aux caractéristiques du système $^{68}Zn + {}^{82}Se$, se sont cependant avérées nécessaires.

Tableau I.2

Réaction	Isotope	Période	E_γ(keV)	Embranchement γ	Référence
$^{68}Zn,3n$	^{147}Gd	38 h	229	57	(CHU.65)
			370	13.2	
			396	26.2	
			765	09.5	
			928	16.5	
$^{68}Zn,4n$	^{146}Gd	50 j	114.8 }	62.5	(DELL.76)
			115.6 }		
			154	38.8	(MAR.67)
$^{68}Zn,5n$	^{145f}Gd	21.8 mn	808	9.1	(EPP.71)
			1041	10.2	
			1757	34.6	
			1880	33.1	
$^{68}Zn,p3n$	^{146}Eu	46 j	633	43.8	(PAP.68)
			634	38.0	
			747	98.6	
$^{68}Zn,p4n$	^{145}Eu	5.9 j	653	15	(CHI.67)
			894	67	
			1658	14	
$^{68}Zn,\alpha3n$	^{143m}Sm	62 s	754	100	(DEW.72)
$^{68}Zn,\alpha5n$	^{141m}Sm	22.1 mn	196	72	(EPP.72)
			431	39.2	
			777	20.0	
			1786	10.6	

Caractéristiques de désintégration radioactive γ pour les noyaux résiduels formés par $^{68}Zn + ^{82}Se \rightarrow ^{150}Gd$*

2. CIBLES

Le sélénium, élément de mauvaise conductibilité thermique et de température de fusion basse, a une mauvaise tenue sous l'impact du faisceau et se révèle sensible à l'échauffement lié à l'arrêt total des ions incidents dans le cylindre. Or, pour accéder aux sections efficaces absolues, il est nécessaire de connaître le nombre d'atomes qui constituent la cible, et donc d'éviter sa dégradation pendant une irradiation.

Pour cela, deux modifications ont été apportées au dispositif expérimental habituel :
- d'une part, le fond de cylindre de Faraday a été refroidi,
- d'autre part, pour assurer une bonne conduction thermique, la cible de sélénium a été montée en "sandwich" entre deux couches d'or (élément de numéro atomique assez élevé pour éviter toute réaction nucléaire parasite : aux énergies incidentes utilisées, on se situe nettement en-dessous de la barrière coulombienne entre ^{68}Zn et ^{197}Au).

Les cibles ont été préparées au laboratoire par évaporations successives, sous vide, au moyen d'un canon à électrons. Une première évaporation d'or pur (99,99%) permettait d'obtenir une feuille dont l'épaisseur et l'homogénéité pour un diamètre de 10mm était contrôlée par mesure de la perte d'énergie ΔE_α des particules α de 8.78 MeV émises par une source de ^{212}Po (dépôt actif de thoron) - et ceci en plusieurs points de la cible ; le dispositif expérimental a été mis au point par BIMBOT et al. [BIM.79b]. La mesure de ralentissement des particules α était répétée, aux mêmes points, après évaporation du sélénium, et après évaporation d'une mince couche d'Or. Selon que l'on disposait face au faisceau l'une ou l'autre des couches d'or, les ions ^{68}Zn incidents y perdaient environ 5 ou 15 MeV : on pouvait ainsi faire varier légèrement l'énergie de réaction.

Plusieurs cibles ont été utilisées au cours des expériences (voir tableau I.3) ; leur épaisseur était contrôlée après leur utilisation.

Tableau I.3

épaisseur de la couche mince d'Or (mg/cm^2)	épaisseur de sélénium (mg/cm^2)	épaisseur de la feuille d'Or (mg/cm^2)
0.035 ± 0.02	0.23 ± 0.03	1.02 ± 0.03
0.60	0.30 ± 0.05	1.02 ± 0.02
0.35 ± 0.02	0.32 ± 0.04	0.83 ± 0.025
0.26 ± 0.03	0.41 ± 0.02	0.72 ± 0.01

Caractéristiques des cibles de sélénium (78.8% de 82 Se). L'incertitude sur l'épaisseur de sélénium tient compte de l'incertitude se rattachant à la perte d'énergie des particules α dans la feuille d'or et de l'homogénéité du dépôt de sélénium sur un diamètre de 10 mm.

3. MESURE DE L'ENERGIE DU FAISCEAU

On a apporté un soin particulier à la connaissance de l'énergie du faisceau de ^{68}Zn - afin de pouvoir déterminer ultérieurement la valeur de la barrière de fusion entre ^{68}Zn et ^{82}Se ainsi que le seuil de chaque fonction d'excitation.

Le calcul de l'énergie E à partir des paramètres d'accélération de la machine peut se faire en utilisant la formule (I.1) :

$$E(MeV) = \frac{F^2 R^2}{4.89} A \qquad (I.1)$$

où F(MHz) est la fréquence accélératrice et R(m) le rayon d'extraction. A est exprimé en unités de masse atomique. Nous avons montré [BIM79] que l'on peut associer à ce calcul une incertitude de ± 3.2% si l'on désire une confiance à 96% ; en conséquence, l'utilisation de la formule (I.1) pour la détermination précise d'une énergie de réaction, telle celle d'une barrière coulombienne, est à proscrire.

Lors des expériences conduisant à la mesure des fonctions d'excitation, nous avons donc mesuré l'énergie délivrée par la machine, (voir tableau I.4) utilisant selon les cas :

Tableau I.4

Charge accélérée	Energie calculée E(MeV) ± 3.2 %	Energie mesurée	
		avec sonde RMN E(MeV) ± 0.6 %	par la méthode des protons de recul E(MeV) ± 0.45 %
16+	246 ± 8	243 ± 1.5	-
17+	249 ± 8	247 ± 1.5	-
18+	266 ± 8.5	273.3 ± 1.6	272.3 ± 1.2
18+	294.5 ± 9.5	296.7 ± 1.8	297.7 ± 1.3
18+	302 ± 9.5	303.7 ± 1.8	300.2 ± 1.3
19+	342 ± 11	342.9 ± 2.0	340.0 ± 1.5

Caractéristiques des faisceaux de ^{68}Zn utilisés pour bombarder les cibles de ^{82}Se. La valeur d'énergie incidente prise en considération a été soulignée.

- soit une mesure absolue d'énergie, effectuée grâce à la méthode des protons de recul : le dispositif a été mis au point au laboratoire et décrit par R. BIMBOT et al. [BIM78] : il permet de déterminer l'énergie des ions avec une incertitude de ± 0.45%.

- soit une mesure basée sur la déviation du faisceau par le champ magnétique B de l'aimant d'aiguillage de l'accélérateur ALICE. Le principe de la mesure d'énergie est présenté sur la figure I.1.a : le champ B de l'aimant est ajusté pour que le courant d'ions incidents I_F, recueilli, après déflexion dans l'aimant, par un cylindre de Faraday, soit maximum. L'étude que nous avons entreprise au laboratoire [BIM79] en collaboration avec le service de l'accélérateur ALICE, a permis la mesure précise de B au moyen d'une sonde à résonance magnétique nucléaire ; le tracé de la courbe $I_F = f(\nu)$, où ν est la fréquence de résonance de la sonde (voir fig. I.1.b) permet de repérer le maximum d'intensité et donc la fréquence ν_M avec une précision de ± 0.1%.

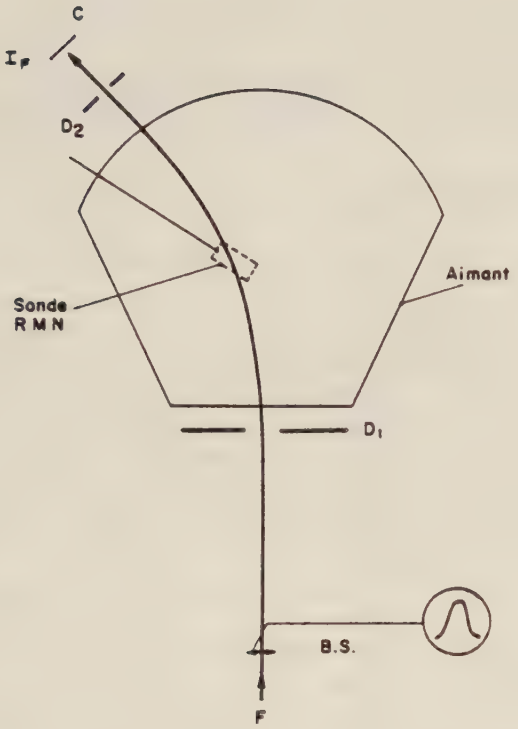


Fig. I.1.a : Principe de la mesure d'énergie par déviation magnétique dans l'aimant d'aiguillage d'ALICE.
F désigne le faisceau. Sa trajectoire est définie par deux points :
- l'un situé au niveau d'un fil de mesure (beam scanner B_S)
- l'autre à l'entrée de l'aimant (diaphragme D_1).

Après déflexion dans l'aimant, le faisceau passe par le diaphragme D_2 et est mesuré (intensité I_F) par le cylindre de Faraday (C).

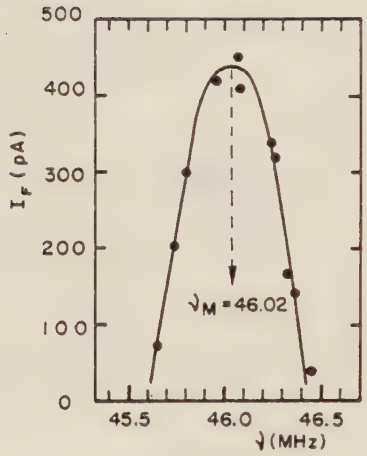


Fig. I.1.b : Exemple de variations de l'intensité de faisceau I_F mesurée dans le cylindre de Faraday en fonction de ν, fréquence de résonance de la sonde RMN (cas d'un faisceau de ^{68}Zn accéléré à 243 MeV).

La valeur de B est calculée grâce à l'étalonnage préalable de la sonde :

$$B(\text{Tesla}) = 2{,}34\,861 \quad 10^{-2} \nu_M \ (MH_z)$$

L'énergie des ions est liée à l'induction magnétique par la relation (I.2) :

$$E(\text{MeV}) = 48{,}2433 \quad B^2 \rho^2 \frac{\bar{z}^2}{A} \qquad (I.2)$$

où B est exprimé en Tesla
$\bar{z}$ est la charge électronique

Le rayon ρ des trajectoires a été précisément déterminé (ρ = 1.071m) lors de la calibration que nous avons réalisée grâce à deux méthodes de mesure absolue de l'énergie (méthode des protons projectés et méthode utilisant le seuil très bien déterminé de la fonction d'excitation $^{19}F + ^{209}Bi \rightarrow ^{211}Ar$ connu à ± 0.3 MeV près). L'incertitude globale sur la relation (I.2) est au plus de ± 0.6 %.

Pour le calcul de la perte d'énergie des ions ^{68}Zn dans les ralentisseurs en Au, on a utilisé les tables de F. HUBERT et al. [HUB.80] qui s'appuient sur des mesures expérimentales de pouvoirs de ralentissement des ions relativement lourds dans des matériaux variés.

4. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Un cylindre de Faraday spécial dont le fond est amovible et comporte une circulation d'eau désionisée a été utilisé. La figure I.2 en présente une vue éclatée. Ce bloc en laiton

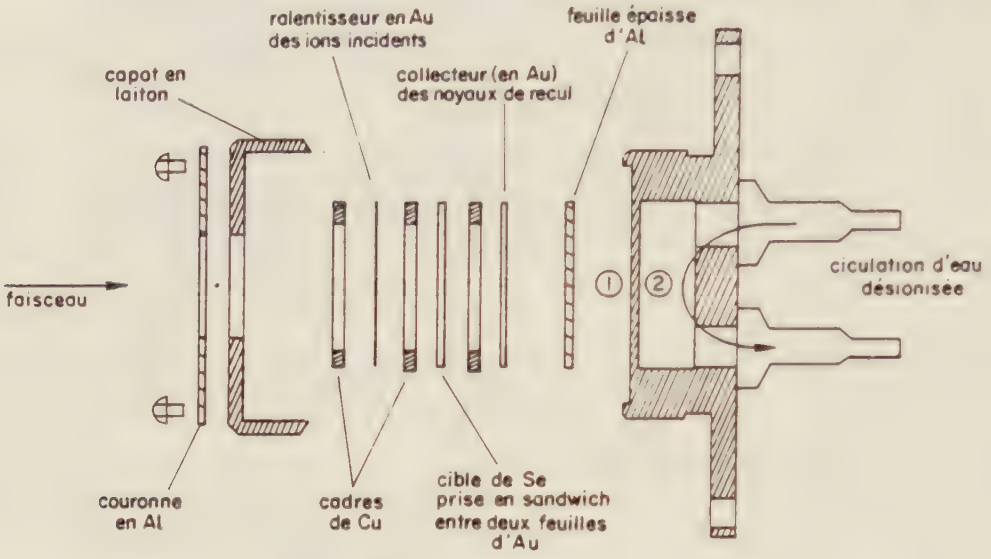


Fig. I.2 : Schéma du dispositif expérimental :
Vue éclatée du fond du cylindre de Faraday. On distingue ① un logement dans lequel est coincé l'empilement ; au dos de ce logement, en ② circule de l'eau désionisée.
(le corps du cylindre de Faraday n'est pas représenté ici, le mode de collection des charges non plus).

peut être parfaitement refroidi pour sauvegarder la cible. Il comporte un logement dans lequel on empilait à chaque irradiation :

- Une couronne en aluminium épais, de même diamètre intérieur que le diamètre utilisable de la cible, pour vérifier que la fraction d'intensité qui n'a pas été reçue par la cible est négligeable (< 1%).

- D'éventuels ralentisseurs en or pour dégrader l'énergie des ions incidents.
- La cible (montée en sandwich entre deux couches d'or).
- Un collecteur en or, d'épaisseur ∿ 40 mg/cm^2, dans lequel les noyaux de recul étaient arrêtés.
- Une feuille d'aluminium suffisamment épaisse (1/10mm) pour arrêter le faisceau.

Les cadres utilisés pour supporter la cible ou les ralentisseurs étaient en cuivre afin d'améliorer la conductivité thermique.

L'empilement était coincé dans son logement à l'aide d'un cavalier avant vissage d'un capot de laiton.

5. CONTROLES ET TRAITEMENT DES DONNEES

Pendant chaque irradiation, la mesure (via un intégrateur) de la quantité de courant qui frappait le Faraday chaque minute était stockée dans un bloc-mémoire utilisé en multi-échelle : les variations de l'intensité pendant le temps d'irradiation étaient donc connues.

Malgré l'utilisation d'une eau désonionisée pour assurer le refroidissement du fond du cylindre, nous avons, par contrôles, observé l'existence de pertes dans la collection des charges.

La détermination précise des corrections à apporter au courant mesuré était importante en raison des faibles intensités du faisceau incident de ^{68}Zn (10nA au maximum) : celles-ci résultaient d'une part du pourcentage isotopique relativement faible (19%) de la masse 68 dans le mélange naturel de Zn, d'autre part des valeurs $\frac{z_i}{A}$ proches des conditions limites d'accélération de la machine.

Nous avons donc mesuré l'intensité des fuites électriques et déterminé leur évolution dans le temps et suivant l'intensité du faisceau incident.

Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer ces fuites électriques :

- Des feuilles d'aluminium placées au fond du cylindre de Faraday et suffisamment épaisses pour arrêter le faisceau ont été irradiées pendant des temps courts (∿7'), avec ou sans circulation d'eau de refroidissement. Une normalisation sur l'activité, mesurée hors ligne, du rayonnement de 511 keV a permis de déterminer la valeur absolue de la perte de courant lors de l'irradiation avec circulation d'eau.

- Une simple mesure utilisant un générateur de courant en parallèle sur la sortie électrique de collection de chargesdu cylindre de Faraday permet une détermination directe, rapide et précise des pertes de courant par comparaison des résultats avec et sans circulation d'eau.

Nous avons observé que :

- Les deux méthodes donnaient des résultats identiques.

- La valeur absolue de la fuite électrique était indépendante de l'intensité du faisceau.

- Lors d'une série d'irradiations successives, la perte restait constante, mais pouvait varier entre deux expériences décalées dans le temps. Des pertes de 0.5 à 2 nA ont été ainsi observées. Ces variations peuvent résulter de modifications de la résistivité de l'eau désionisée en relation avec l'état de propreté du circuit de circulation d'eau.

Après irradiation, le collecteur était placé au contact du capot d'aluminium entourant un cristal Ge(Li) coaxial, de volume 80 cm^3, préalablement étalonné. La chaîne électronique linéaire était classique : pré-amplificateur, amplificateur, analyseur multicanaux utilisé en multi-spectres pour la détection des isotopes de période courte. Pour la détection des éléments de période très longue, le stockage était réalisé par cycles successifs et répétitifs de 12 heures (ce qui a permis de vérifier la stabilité de la chaîne de comptages).

Les résultats étaient transférés sur ordinateur IBM 370 et traités à l'aide du programme MIRANDOL dû à F. PICARD (tracé - recherche des pics-intégration des pics). Pour les pics de faible intensité, l'intégration était faite manuellement.

Une fois déterminée (à 5 ou 50% près selon la statistique) l'activité A_o en fin d'irradiation, on calcule σ, la section efficace absolue de production d'un isotope radioactif, par la relation :

$$\sigma = \frac{A_o}{\varepsilon r} \frac{1}{\mathcal{N}} \underbrace{\frac{1}{\sum_{i=1}^{n} I_i (1-e^{-\lambda \Delta t_i}) e^{-\lambda (t - \sum_{i=1}^{n} \Delta t_i)}}}_{B}$$

où :

ε est l'efficacité du détecteur Ge(Li) (connue à 5% près)
r le rapport d'embranchement
λ la constante radioactive de l'isotope considéré
$\mathcal{N}$ le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible
I l'intensité réelle du faisceau = $I_{mesurée}$ + perte
(avec $I_{mesurée} = \frac{1.6\ 10^{-19}}{TOPS \times p} z_i^+$, où z_i^+ est la charge effective des ions incidents).
t le temps total d'irradiation

Pour effectuer les corrections des fluctuations de faisceau sur l'activité totale, on introduit à la place du facteur $I(1-e^{-\lambda t})$, et à l'aide du programme mis au point

par M.F. RIVET, le terme B qui représente la contribution des n tranches d'irradiation successives au sein desquelles l'intensité de faisceau est considérée comme constante.

L'incertitude sur σ est calculée en ajoutant quadratiquement les incertitudes sur chaque terme.

b. SYSTEME $^{65}Cu + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$

Pour étudier la désexcitation, par émission d'un petit nombre de nucléons, de noyaux de fusion formés par bombardement d'ions lourds dans la région des terres rares, un choix judicieux des systèmes s'est avéré nécessaire.

Divers impératifs ont guidé ce choix.

- La section efficace des réactions étudiées (désexcitation par émission de moins de 3 nucléons) étant présumée faible, il est préférable de détecter les noyaux résiduels par l'intermédiaire de leur radioactivité α (efficacité de détection de l'ordre de 30%)

- S'affranchir de toute pollution afin d'être certain du type de réaction étudié : par exemple, ne pas confondre une réaction (IL, 1n) avec une réaction (IL, 3n) sur un autre isotope plus lourd de 2 unités de masse. Pour cela, la cible choisie était constituée de l'isotope stable le plus lourd (Rubidium 87).

La cible de ^{87}Rb (enrichie à 99,2%) en cet isotope) était déposée sous forme de RbCl d'épaisseur 0.38 ± 0.02 mg/cm^2 (en ^{87}Rb) sur un support d'Au de 1.67 ± 0.02 mg/cm^2. Les ions incidents de ^{65}Cu ont été accélérés à 275 et 297 MeV par ALICE. On a obtenu différentes énergies sur la cible à l'aide de ralentisseurs de nickel; les calculs de ralentissement ont été réalisés en utilisant les tables de F. HUBERT et al. [HUB.80].

Pour mesurer les sections efficaces absolues σ_{1n}, $\sigma_{1n\beta^+ + 1p}$, σ_{2n}, σ_{3n+p2n}, les noyaux résiduels correspondants ont été détectés et identifiés grâce à leurs caractéristiques radioactives.

- Des irradiations avec collection des noyaux résiduels suivies de comptages hors ligne ont permis d'identifier les isotopes ^{151}Tb - réaction (^{65}Cu, $1n\beta^+ + 1p$) - et ^{149}Tb - réaction (^{65}Cu, $3n\beta^+ + p2n$) - par l'intermédiaire de leurs raies γ.

Les caractéristiques de décroissance sont reportées dans le tableau I.5. La technique expérimentale est la même que celle présentée pour les irradiations $^{68}Zn + ^{82}Se$ - mis à part le fait qu'un cylindre de Faraday habituel (non refroidi) a été utilisé. Un détecteur Ge(Li) était utilisé. Cependant, pour une meilleure efficacité, les raies γ d'énergie inférieure à 200 keV étaient aussi détectées par un cristal de germanium intrinsèque préalablement calibré.

Tableau I.5

Isotope	Période	Eγ (MeV)	Embranchement γ (%)
^{151}Tb	17.6h	0.108	25 ± 4
^{149f}Tb	4.1h	0.165	22.5 ± 1.1
		0.187	3.6 ± 0.2
		0.352	26.7 ± 1.3
		0.388	16.5 ± 0.8

Caractéristiques de désintégration radioactive γ pour les noyaux résiduels formés par réaction $^{87}Rb(^{65}Cu, 1n\beta^+ + 1p)^{151}Tb$ et $^{87}Rb(^{65}Cu, 3n\beta^+ + p2n)^{149}Tb$. [REU.79].

- Des irradiations, suivies de la détection hors ligne des particules alpha de décroissance radioactive, ont servi pour identifier les isotopes ^{150}Dy - réaction (^{65}Cu, 2n) et ^{149}Tb et mesurer leurs activités (leurs caractéristiques de désintégration α sont reportées dans le tableau I.6).

Les noyaux résiduels étaient collectés grâce à un empilement de trois feuilles minces de nickel ; le facteur d'auto-absorption des α était ainsi minimisé. Les activités étaient mesurées dans une chambre d'ionisation à boule, d'angle solide 2π et de faible bruit de fond. Les détails de ce type de détection α hors ligne sont exposés dans la thèse de M.F. RIVET (RIV.77). Parmi les diverses causes d'incertitude, les plus importantes sont les incertitudes sur l'épaisseur de la cible et celles dues au fait que les raies α n'étant pas séparées lors de la détection dans la chambre à boule, les radioactivités des divers isotopes étaient analysées grâce à leur période radioactive.

Compte tenu de la faible section efficace de production du ^{151}Dy, cet isotope n'a pas pu être mis en évidence par cette méthode : on a donc mesuré la section efficace relative σ_{1n} en collectant les noyaux ^{151}Dy par la technique de jet d'hélium (dont les principales caractéristiques d'utilisation seront rappelées dans le paragraphe suivant) ; la normalisation pour obtenir une valeur absolue a été effectuée grâce à la détection simultanée des noyaux ^{150}Dy et ^{149}Tb.

C - COLLECTION DES NOYAUX RESIDUELS GRACE A UN JET D'HELIUM

1. RAPPEL DU PRINCIPE DE LA METHODE

La technique de transport par jet d'hélium consiste en une collection rapide (quelques millisecondes) des noyaux résiduels : éjectés hors de la cible grâce à leur énergie de recul, ils sont thermalisés dans l'hélium sous pression (1.3 kg/cm^2), "piégés" sur des agrégats (impuretés introduites dans l'hélium) puis aspirés au travers d'un capillaire jusqu'à une chambre, maintenue à un vide d'environ 10^{-1}mm Hg, où ils sont collectés sur la tranche d'une roue ; des détecteurs de rayonnement, placés dans cette chambre, mesurent la radioactivité de ces noyaux. Le rendement de collection peut atteindre 80%. Cette technique est donc bien adaptée à la détection de noyaux de période courte, produits avec une faible section efficace.

Cette méthode, découverte en 1961 par MACFARLANE et GRIFFIOEN [MAC63] est utilisée depuis plus de dix ans à Orsay , non seulement pour l'étude des réactions nucléaires, mais aussi pour l'identification de nouveaux noyaux éloignés de la zone de stabilité. Ainsi un certain nombre d'isotopes de courte période (<10s), émetteurs α, a été mis en évidence dans la région $72 < Z < 85$, par GAUVIN et al. [GAU72, GAU73], Le BEYEC et al. [LEB74], CABOT et al. [CAB75] et plus récemment, dans la région $75 < Z < 77$ [CAB78].

Le dispositif de transport par jet d'hélium installé, auprès de l'accélérateur ALICE, a été décrit de façon détaillée par DEPRUN et al. [DEP76] ; sont également exposés dans cet article les phénomènes complexes qui apparaissent aux divers stades de la collection des noyaux résiduels et de leur transport, ainsi que les tests et précautions d'utilisation qui en découlent.

2. SYSTEME ETUDIE

Les caractéristiques spectroscopiques des noyaux résiduels du système $^{65}Cu + ^{87}Rb$ ne permettent d'accéder qu'à 3 fonctions d'excitation de résidus individuels d'évaporation.

Tableau I.6

Isotope	Période	E_α (MeV)	Embranchement α (%)
^{155}Yb	(1.65 ± 0.2) s	5.21 ± 0.02	90*
^{154}Yb	(0.39 ± 0.04) s	5.33 ± 0.02	98*
^{154m}Tm	(2.98 ± 0.20) s	5.04 ± 0.02	85*
^{153}Tm	(1.6 ± 0.2) s	5.11 ± 0.02	90*
^{153}Er	(3.6 ± 1) s	4.67 ± 0.02	$(95 \,^{+0.5}_{-20})$
^{152}Er	(10.7 ± 0.5) s	4.80 ± 0.02	$(90 \,^{+0.5}_{-20})$
^{151}Ho	(35.6 ± 0.4) s	4.52 ± 0.01	(20 ± 5)
^{151}Dy	17.7	4.06	3.5 ± 0.6
^{150}Dy	(7.17 ± 0.05) mn	4.23 ± 0.01	32 ± 3
^{149}Tb	4.1 h	3.96	16 ± 4

Caractéristiques de désintégration radioactive α des noyaux résiduels détectés. Les références sont indiquées dans [GAU 75] ; les embranchements indicés (*) sont des valeurs estimées.

Par contre, l'étude de la désexcitation du système $^{63}Cu + ^{93}Nb \rightarrow ^{156}Yb^*$ conduit à la détermination des fonctions d'excitation d'émission de très peu de nucléons, telle σ_{1n}, aussi bien que de 4 nucléons, telle σ_{2p2n}. De plus, le choix d'un tel système répond aux critères exposés au paragraphe précédent (B b).

Les caractéristiques de décroissance α des noyaux résiduels observés sont présentées dans le tableau I.6. La mesure de l'épaisseur de la cible mono-isotopique de niobium (0.72 ± 0.06 mg/cm^2) et de son support d'aluminium (1.23±0.02mg/cm^2) a été faite par absorption des particules alpha.

Pour l'obtention des fonctions d'excitations, l'énergie incidente du faisceau (360 ± 5 MeV) était dégradée à l'aide de

divers ralentisseurs de nickel; pour le calcul des ralentissements on a utilisé les tables de NORTHCLIFFE corrigées comme exposé dans la référence [BIM80].

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ELECTRONIQUE ASSOCIEE

Le schéma du dispositif expérimental qui constitue la figure I.3 est tiré des travaux de DEPRUN et al. [DEP76]. L'électronique associée à la jonction au silicium qui détecte les particules α de radioactivité est une chaîne linéaire classique (préamplificateur, amplificateur, codeur d'amplitude) et aboutit à un analyseur multicanaux TRIDAC.

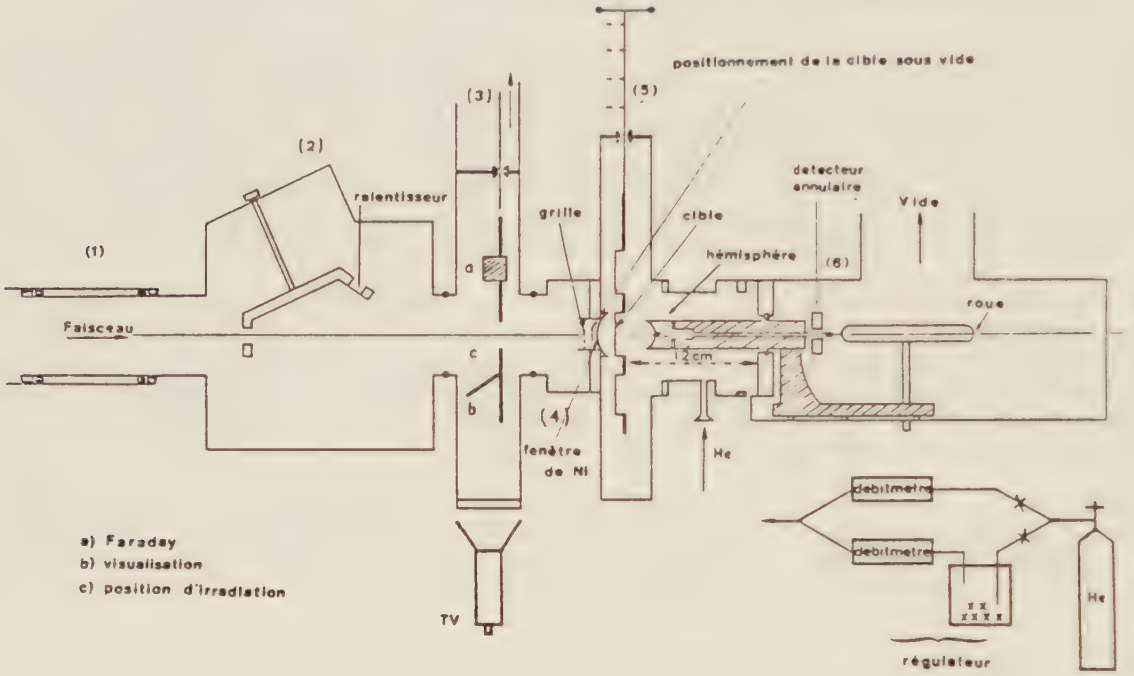


Fig. I.3 : Vue schématique du montage de transport des noyaux par jet d'hélium [DEP76]

La mesure de l'énergie des particules α de désintégration radioactive permettait l'identification du noyau émetteur.

4. CONTROLES ET TRAITEMENT DES DONNEES

Pour chaque énergie incidente, divers contrôles sont effectués, concernant entre autres l'intensité du faisceau et le rendement de collection.

Durant chaque irradiation, on enregistre sur bloc mémoire monté en multi-échelle, le courant provenant de la grille en fils fins de tungstène, grille qui collecte une quantité d'ions proportionnelle à l'intensité du faisceau (avant et après chaque irradiation, on calibre la valeur de l'intensité délivrée par la grille par rapport à l'intensité absolue donnée par un cylindre de Faraday).

Le rendement de collection est étudié pour plusieurs valeurs de la distance entre l'entrée du capillaire et la cible ; on détermine aussi la position optimum de collection pour l'ensemble des noyaux résiduels de période supérieure à la seconde ; conditions qui ne sont pas les meilleures pour des noyaux de plus courte période, tel ^{154}Yb (T = 0.39s) dont le rendement de collection peut être nettement diminué (d'un facteur 2 à 3) [DEP76] par rapport à celui des autres isotopes. La stabilité du rendement a été controlée régulièrement grâce à la répétition de la mesure d'une section efficace relative qui servait de référence.

a) Obtention des sections efficaces relatives

Si n_F est le nombre de noyaux formés de 0 à t, t étant la durée de l'irradiation, on recueille en fait un nombre de noyaux ρn_F où ρ représente le rendement de collection du jet d'hélium. On a donc accès, non pas à la valeur absolue de section efficace, mais à une valeur relative.

Les noyaux sont collectés pendant un temps t_1 supérieur au temps d'irradiation t ; le nombre de désintégrations observées, n_d correspond (au rendement de collection et à l'efficacité de détection ε près) au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre le temps o début d'irradiation et t_1 - donc à la différence entre le nombre n_F de noyaux formés et le nombre de noyaux non désintégrés à l'instant t_1 :

$$\text{soit } n_d = \rho\varepsilon \left\{ n_F - \frac{n_F}{\lambda t} (1-e^{-\lambda t})\ e^{-\lambda(t_1-t)} \right\}$$

où λ est la constante de désintégration radioactive.

Les valeurs de n_F s'en déduisent ; notons qu'il n'est pas besoin d'exprimer numériquement ε puisque le rendement de collection du jet d'hélium n'étant en général pas connu, une normalisation est nécessaire pour obtenir les valeurs absolues de section efficace.

b) Normalisation pour obtenir les sections efficaces absolues

Les sections efficaces absolues de production de l'isotope ^{150}Dy, isotope de période relativement longue (7.2mn) produit par la réaction ^{93}Nb(^{63}Cu,α2p), ont été obtenues par une méthode d'irradiation et de comptage hors ligne et ont été utilisées pour normaliser les sections efficaces obtenues au jet d'hélium.

D - DETECTION EN LIGNE DES NOYAUX RESIDUELS ET DES FRAGMENTS DE FISSION PAR DES TELESCOPES ΔE-E

1. CIBLES ET FAISCEAUX

Pour avoir le plus de renseignements possibles sur les processus de formation et de désexcitation du noyau de fusion ^{150}Gd formé par ^{40}Ar + ^{110}Pd, nous avons détecté :

- Les noyaux résiduels issus de la désexcitation de ^{150}Gd par émission de particules, pour accéder aux sections efficaces absolues des résidus d'évaporation σ_{RE}.

- Les fragments issus de la désexcitation par fission, pour mesurer les sections efficaces absolues de fission σ_F.

La sommation $\sigma_{RE} + \sigma_F$ permet d'accéder à la section efficace de fusion complète σ_{Fc}.

Des considérations antagonistes de largeur en énergie de la cible (vis-à-vis des ions incidents) et de taux de comptage des particules détectées nous ont conduit, par compromis, à utiliser une cible de (280 ± 12) $\mu g/cm^2$ d'épaisseur ; elle était enrichie à 97.8% en paladium 110. Cette cible a été préparée par le service de cibles IPN, par évaporation sur un support de carbone de (31 ± 0.5) $\mu g/cm^2$.

Les mesures d'épaisseur et de contrôle d'homogénéité (mieux de 5% sur un diamètre de 4mm) ont été réalisées par mesure de perte d'énergie de particules α. Lors de la traversée de la cible, les ions Ar perdent $\sim$ 1 MeV pour des énergies de bombardement de 165 à 263 MeV. Les noyaux résiduels qui ont une énergie de recul de 44 à 60 MeV selon l'énergie incidente, n'y perdent pas plus de 2 MeV.

Le choix des six énergies incidentes permet de couvrir une zone d'énergie allant de ∿ 4.10 MeV/U à 6.55 MeV/U.

Tableau I.7

Charge accélérée	Energie mesurée avec sonde RMN E(MeV) ± 0.06 %	E(MeV) à mi-épaisseur de la cible
10+	164.9 ± 1.0	164 ± 1.4
11+	171.9 ± 1.0	171 ± 1.4
11+	180.1 ± 1.0	179 ± 1.4
11+	197.7 ± 1.2	197 ± 1.6
12+	226.5 ± 1.5	225.5 ± 1.8
13+	263.0 ± 1.5	262 ± 1.8

Caractéristiques des faisceaux de ^{40}Ar utilisés pour bombarder les cibles de ^{110}Pd. Les valeurs d'énergie incidente ont été mesurées par déviation magnétique. Les incertitudes se rattachant aux énergies du faisceau au centre de la cible tiennent compte, non seulement de l'incertitude sur la mesure d'énergie mais aussi de l'épaisseur de la cible.

On a reporté dans le tableau I.7 les énergies mesurées à l'aide de l'aimant d'aiguillage, ainsi que les énergies du faisceau au centre de la cible.

Nos expériences nécessitent un faisceau de bonne résolution angulaire : nous disposons à cet effet, après la sortie du cyclotron, et de part et d'autre de la deuxième lentille quadrupolaire, de deux collimateurs réglables en largeur et en hauteur ; de plus, un double collimateur en graphite placé à l'entrée de la chambre à réaction de 1m de diamètre, permet de supprimer les traînes de faisceau correspondant aux ions éventuellement diffusés par les tuyaux de conduite. La tache du faisceau, visualisée sur quartz à l'emplacement de la cible, est inférieure à 3mm de diamètre.

La mesure du nombre de charges Ar^+ ayant traversé la cible est effectuée à l'aide d'un petit cylindre de Faraday situé au fond de la chambre à réaction. Selon l'angle auquel on détecte les noyaux résiduels on faisait varier l'intensité de quelques dizaines de nA (grands angles) à 1 nA (petits angles, afin que le taux de comptage dû à la contribution des noyaux Ar diffusés élastiquement ne soit pas trop important).

2. SYSTEME DE DETECTION - DISPOSITIF DE LA CHAMBRE A REACTION

La méthode de détection des noyaux avec un télescope ΔE-E, sans séparation en Z, a été décrite par HILDENBRAND, GUTBROD et al. [HIL70], et largement utilisée depuis, dans divers laboratoires.

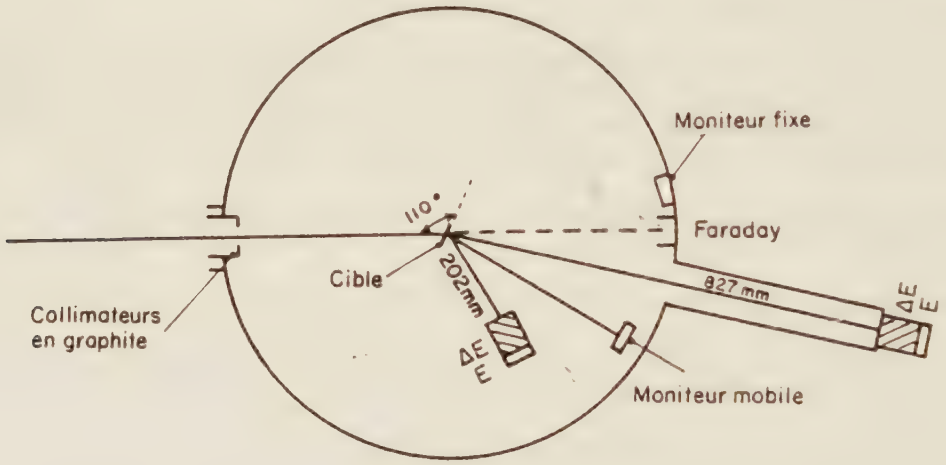


Fig. I.4 : Dispositif de la chambre à réaction utilisée pour la détection des noyaux résidus d'évaporation et des fragments de fission. Chaque télescope est composée d'une chambre d'ionisation (ΔE) et d'un détecteur solide au silicium (E).

Nous avons détecté les noyaux résiduels et les fragments de fission en utilisant deux télescopes mobiles et indépendants l'un de l'autre (voir figure I.4). Chacun est constitué par une chambre d'ionisation - les noyaux y perdent une énergie ΔE - au fond de laquelle se trouve une jonction à barrière de surface en silicium - les noyaux y perdent leur énergie résiduelle E.

Un courant de gaz - mélange Ar (97%) et CO_2 (3%) - circule dans les deux compteurs, sous une pression maintenue à 24 Torrs par un manostat cartésien ; la pression a été choisie telle que les fragments de fission perdent environ la moitié de leur énergie dans le gaz. Les "effets de bord" (mauvaise collection sur les bords des détecteurs Si) ont été évités grâce à l'utilisation de diaphragme en graphite pour définir leur surface utile ; le diaphragme, placé à l'entrée de chaque chambre d'ionisation supportait une fenêtre d'entrée en formwar de 66 ou 100 $\mu g/cm^2$ selon l'expérience.

Une présentation détaillée, tant de la chambre d'ionisation utilisée que de la méthode de régulation de gaz ou celle de préparation des fenêtres de formwar qui forment la chambre d'ionisation, a été faite dans la thèse de S. AGARWAL [AGA79].

La principale difficulté des mesures est due au fait que les résidus d'évaporation (RE) sont focalisés en avant, dans la direction du faisceau, et ce d'autant plus que l'énergie des Ar incidents est faible : quand l'énergie incidente croît, l'évaporation de particules - qui élargit la distribution angulaire des noyaux - a un effet plus grand que l'énergie de recul des ions. Les ions diffusés élastiquement et les noyaux résidus d'évaporation sont donc détectés aux angles avant dans une zone angulaire allant, dans le laboratoire, de 2.5° (ou 3.5°, selon l'expérience) à environ 11°. Malgré la bonne définition angulaire du faisceau, et la faible ouverture angulaire de la chambre d'ionisation (voir tableau I.8), et bien que celle-ci soit mécaniquement placée à l'extérieur de la chambre à réaction, il n'est pas possible d'aller plus en avant : le faisceau d'argon pouvait alors être vu par la jonction de silicium, et la détériorer irrémédiablement.

Tableau I.8

Télescope pour détecter	Distance cible-entrée télescope	Ouverture angulaire totale $\theta(d°)$	Angle solide $d\Omega(Sr)$	Epaisseur de la jonction à barrière de surface
Résidus d'évaporation	82.7 cm	0.29°	$(2.01\pm0.06)10^{-5}$	300 u
Fission	20.2 cm	1.17°	$(3.31\pm0.17)10^{-4}$	100 u

Positionnement et caractéristiques des 2 télescopes ΔE-E.

Pour détecter les produits de fission, le second télescope était placé à un angle correspondant à 90° dans le système du centre de masse - ce qui correspond, pour 197 MeV d'énergie incidente par exemple, à 55° dans le système du laboratoire. La distribution de fission étant assez plate aux alentours de 90°cm, on peut choisir une ouverture angulaire de l'ordre du degré, d'autant plus que la diffusion élastique ne contribue pas, à ces angles, à augmenter sensiblement le taux de comptage.

On a reporté dans le tableau I.8 les caractéristiques angulaires de l'ouverture des deux télescopes.

Pour monitorer le faisceau et suivre les éventuelles dégradations de la cible, nous avons placé dans la chambre à réaction deux détecteurs solides - l'un était fixe ; l'autre, mobile, pouvait toujours être positionné en-deçà de l'angle d'effleurement, à l'angle convenant le mieux à la détection des Ar diffusés élastiquement, selon la valeur de l'énergie incidente.

3. MONTAGE ELECTRONIQUE

Le schéma du dispositif électronique est représenté sur la figure I.5. L'enregistrement des données se fait sur bande magnétique.

Chacun des quatres détecteurs (ΔE_{ER}, E_{ER}, ΔE_F, E_F) est relié à une voie linéaire classique, aboutissant finalement à un convertisseur analogique digital (ADC) et au dispositif d'acquisition.

Les voies logiques sont gérées par le module électronique "CALI" (Coïncidences à Logique Incorporée), conçu et mis au point au service d'électronique de l'I.P.N. par J. POUTHAS

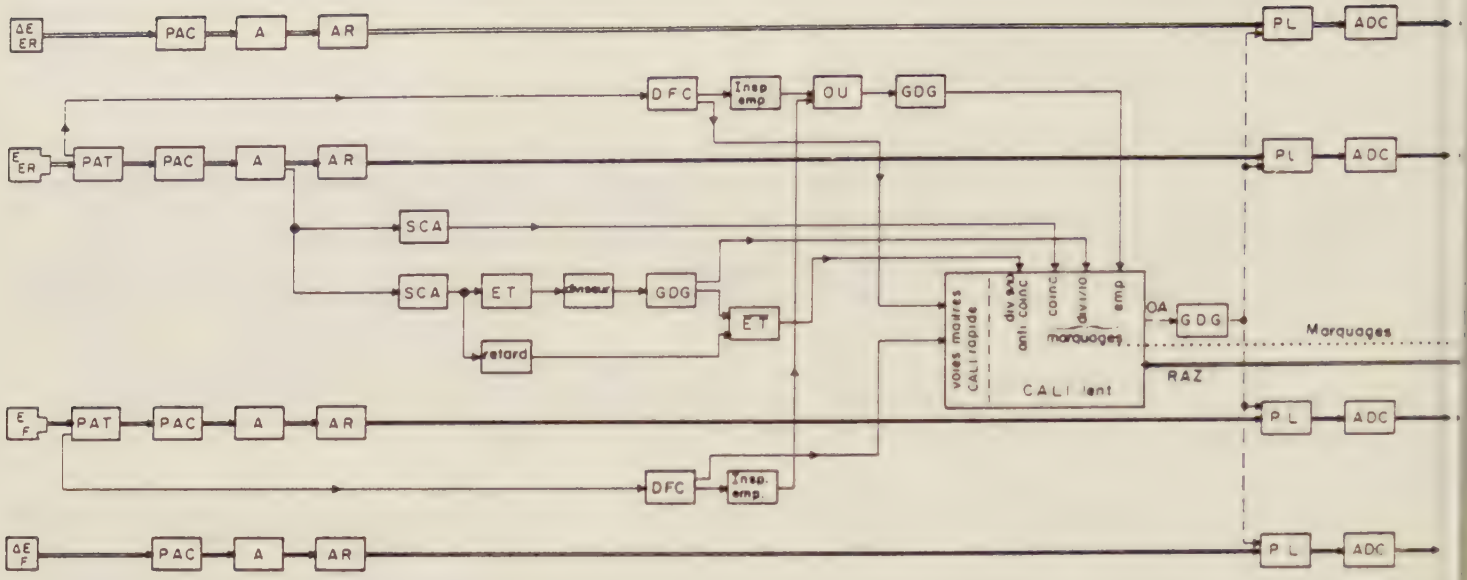


Fig. I.5 : Schéma du dispositif électronique associé au dispositif de détection des noyaux résidus d'évaporation (ER) et des fragments de fission (F).
ΔE = chambre d'ionisation à gaz
E = détecteur solide
- Voies linéaires en trait double.
  PAT (préamplificateur de tension)
  PAC (préamplificateur de charge)
  A (amplificateur, pour mise en forme et amplification)
  AR (amplificateur à retard, pour mettre le signal en temps avec les signaux logiques)
  PL (porte linéaire)
  ADC (codeur analogique - digital)
- Voies logiques en trait fin (voir texte)
Le dispositif d'acquisition n'est pas représenté.

[POU76]. CALI a un double rôle :
- Sélectionner les événements selon certains critères définis et générer éventuellement un ordre d'analyse (OA) qui contrôle l'ouverture des portes (PL) sur les voies linéaires.
- Marquer, sur la bande magnétique, un certain type d'événements, afin de faciliter le travail de dépouillement.

Ainsi, l'arrivée d'un signal sur un des deux détecteurs "E"(mis en voie maître dans le circuit à coïncidences rapides de CALI) provoque l'analyse dans le circuit à coïncidences lentes("Cali lent").

Un circuit de détection de diffusion élastique a été monté sur le télescope ER où arrivent les noyaux résidus d'évaporation : la sortie rapide de l'amplificateur de la voie E est envoyée dans un monocanal rapide (SCA). Si un signal correspond à un événement de diffusion élastique (impulsion E dépassant une certaine hauteur), il est rejeté 9 fois sur 10 ; la dixième fois, il donne lieu à un ordre d'analyse et un bit de marquage est ajouté lors de l'acquisition sur bande magnétique.

Un monocanal placé après l'amplificateur de la voie E_{ER} permet de rejeter les événements parasites correspondant à une très faible hauteur d'impulsion.

S'il y a détection d'empilement par les modules discriminateurs à fraction constante (DFC) - inspecteur d'empilement (Insp. emp.) - retard ("gate and delay generator GDG) - que ce soit sur la voie ER ou F, l'événement est enregistré sur bande mais marqué, pour être rejeté lors du traitement des données.

Un contrôle continu des chaînes linéaires est effectué grâce à des générateurs d'impulsion.

Les informations digitales correspondant à chaque événement sont finalement écrites sur bande magnétique selon un format programmé à l'avance. Pour contrôler le bon déroulement des expériences, un petit ordinateur (PDP 1105) relie la bande au fur et à mesure, permettant la visualisation sur blocs mémoires des paramètres intéressants.

4. CONTROLES ET TRAITEMENT DES DONNEES

Le classement, par ordinateur, des données enregistrées sur bande magnétique permet de sélectionner les événements, et de les présenter sous forme de spectres bi-dimensionnels ΔE-E (perte d'énergie dans le télescope gazeux - énergie résiduelle détectée dans la jonction au silicium).

Nous n'avons pas cherché à faire une sélection suivant le numéro atomique Z de l'élément considéré. Cependant, l'emplacement, dans le plan ΔE-E, des familles d'hyperboles est vérifié par un étalonnage interne, en détectant les ions Ar et Pd diffusés élastiquement (diffusion Rutherford) à différents angles, et pour différentes énergies incidentes. De plus, le bombardement d'une cible d'Au avec des ions Ar de 180 MeV ($\theta_{\text{angle d'effleurement Ar}} \sim 90°$, $\theta_{\text{angle d'effleurement Au}} \sim 1°$) a permis d'étalonner aussi pour Z = 79. En même temps, une calibration énergie - canal était réalisée.

a - Obtention des valeurs absolues de section efficace de résidus d'évaporation

Elles sont obtenues en intégrant la distribution angulaire autour de 0°.

Les résidus d'évaporation (RE) ne pouvant être détectés que jusqu'à 2.5°, alors que leur distribution angulaire est très piquée à 0°, de grandes précautions ont été prises pour déterminer la direction du faisceau. Pour cela, nous avons mesuré, pour chaque énergie incidente, la section efficace de diffusion élastique Rutherford, aux angles positifs et aussi à un angle négatif : la comparaison des taux de comptage a permis de déterminer l'angle zéro avec une précision de ± 0.1 (sauf à 180 MeV, ± 0.2°) ; la valeur de l'angle zéro ne différait pas de plus de 0.25° de la valeur déterminée par alignement au laser. Notons qu'au cours des expériences correspondant à une énergie incidente donnée, ni le rayon d'extraction de la machine, ni les conditions de focalisation n'ont été changés.

On a controlé qu'il n'existait pas de pertes significatives dans l'efficacité de détection de la chambre d'ionisation.

Dans le plan ΔE-E, les produits résidus d'évaporation (correspondant à une grande valeur ΔE et à une valeur E relativement faible) sont complètement séparés du pic de diffusion élastique (pic bien isolé), et des autres noyaux issus de réaction de transfert, de fission ou de collisions très inélastiques, ainsi que de la traîne due à la diffusion sur les bords (voir figure I.6).

L'intégration du nombre $n_{RE\theta}$ d'événements correspondant aux résidus d'évaporation et de ceux ($n_{élast_\theta}$) correspondant aux noyaux Ar diffusés élastiquement se fait sans problème, à chaque angle θ (angle défini par la direction du faisceau et celle du détecteur).

A partir de la formule classique de définition de la section efficace, on déduit la section efficace différentielle, à un angle θ donné :

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = I \; \frac{\sin\varphi}{\mathcal{N}} \; \frac{1}{\Delta\Omega} \; n_\theta \qquad (I.4)$$

où I est l'intensité du faisceau.

φ représente l'angle d'inclinaison de la cible ($\mathcal{N}$ atomes/cm^2) par rapport à la direction du faisceau.

$\Delta\Omega$ est l'angle solide d'ouverture du détecteur et n_θ le nombre d'événements par unité de temps.

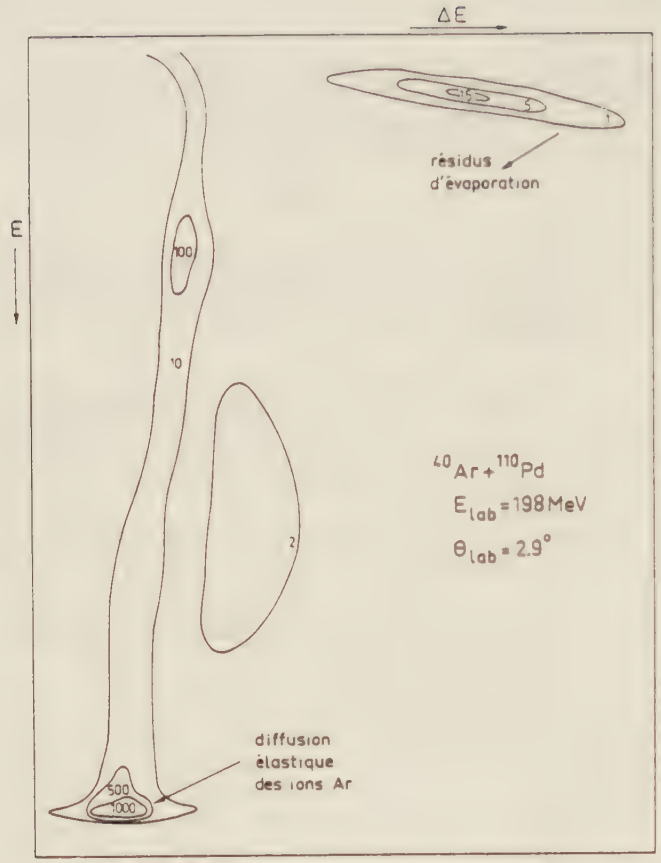


Fig. I.6 : Représentation bidimensionnelle ΔE-E des événements détectés dans le télescope placé à l'avant.

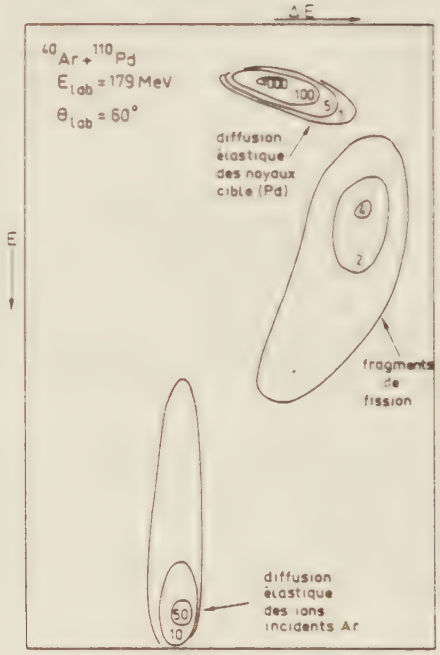


Fig. I.7 : Représentation bidimensionnelle ΔE-E des événements détectés dans le télescope placé à ∿ 90° dans le système du centre de masse.

On peut exprimer I comme la quantité de courant qui a traversé la cible pendant l'expérience à θ donné :

$$I = \frac{1.6\ 10^{-19}}{T \times p}\ \mathcal{Z}^{+} \qquad (I.5)$$

p, nombre de coulomb correspondant à une impulsion délivrée par l'intégrateur de courant, est mesuré à l'aide d'un générateur de courant.

T, est le nombre total d'impulsions délivrées par l'intégrateur de courant ;

$\mathcal{Z}^{+}$ est la charge effective des ions Ar incidents lors de leur pénétration dans le cylindre de Faraday, c'est-à-dire après la traversée du support de cible en carbone, et de la cible elle-même.

Toutes les valeurs de ces paramètres sont mesurées expérimentalement, sauf $\mathcal{Z}^{+}$.

Plutôt que d'utiliser des formules semi-empiriques de calcul de Z^{+}, on peut, soit en déterminer une valeur moyenne qui est alors injectée dans la relation I5, soit s'en affranchir totalement. Ces deux procédures de calcul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ont été comparées.

La valeur de Z^{+} étant une constante pour une énergie incidente donnée, on utilise les mesures de la diffusion élastiques aux x angles θ considérés pour calculer une valeur moyenne $< Z_E^{+} >$

$$< \mathcal{Z}_E^{+} > = \frac{1}{x}\ \frac{P}{1,6\ 10^{-19}}\ \frac{\mathcal{P}}{\sin\varphi}\ \Delta\Omega_{ER} \sum_x \frac{Tx}{n_{élas\,\theta_x}}\ \frac{d\sigma}{d\Omega_{élas\theta}}_{x}$$

Dans cette relation, $n_{elas,\theta}$ représente le nombre d'événements de diffusion élastique à chaque angle θ. Ces angles θ étant connus à ± 0.1° près, il s'en suit que les sections efficaces différentielles de diffusion élastique, $\frac{d\sigma}{d\Omega_{elas.\theta}}$, sont connues à environ ± 8% près. Les valeurs $<\mathcal{Z}_E^{+}>$ obtenues incluent les erreurs systématiques possibles sur $\mathcal{P}$, ΔΩ...

- pour un angle θ donné et en se normalisant sur la section efficace de diffusion élastique, on a :

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{ER}}\right)_{\theta} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{élas}}\right)_{\theta} \frac{n_{ER\theta}}{n_{elas\theta}} \qquad (I.6)$$

à partir des seuls nombres d'événements détectés (résidus d'évaporation et ions diffusés élastiquement). Z^{+} n'intervient plus, pas plus d'ailleurs que $\mathcal{P}$, ΔΩ, I.

Ces deux procédures ont conduit à des résultats en très bon accord, ce qui donne un grand degré de confiance dans les paramètres expérimentaux qui interviennent dans les relations I.4 et I.5.

Les sections efficaces σ_{RE} ont été obtenues en intégrant les distributions $\frac{d\sigma}{d\Omega_{RE}})_{\theta}$ par pas de dθ = 1°.

$$\sigma_{RE} = \int_{\theta} \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{RE}}\right)_{\theta} d\Omega = \int_{\theta} \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{RE}}\right)_{\theta} 2\pi \sin\theta\ \frac{\pi}{180}\ d\theta$$

b) Obtention des valeurs absolues de section efficace de fission

Les coordonnées du plan ΔE-E ont été auto-étalonnées grâce à la détection, à l'angle concerné (environ 50° dans le laboratoire), de la diffusion élastique des ions projectiles Ar ou des ions de la cible Pd.(voir figure I.7).

Pour vérifier la localisation des n_F fragments de fission dans le plan ΔE-E, et s'assurer qu'il n'y avait pas eu de pertes de détection des fragments lourds, on a calculé les valeurs

ΔE et E pour des fragments issus de fission, soit symétrique, soit relativement assymétrique : pour cela, on s'est basé sur des considérations cinématiques (programme DIFFIL mis au point au laboratoire par J. Peter et B. Tamain), tout en tenant compte des particularités expérimentales (épaisseur de cible traversée, pression du gaz dans le détecteur ΔE...).

Jusqu'à 225 MeV, la discrimination entre la zone de fission et celle où l'on retrouve les événements suivant les réactions de transferts très inélastiques a été réalisée sans ambiguité. A 262 MeV, le creux séparant ces zones était peu apparent, entraînant, à cette énergie, la principale cause d'incertitude expérimentale sur σ_F.

Les valeurs absolues de section efficace différentielle, $\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}_F}\right)_{\bar{\theta}'}$ (mesurée à $\bar{\theta} = 90°$ dans le système du centre de masse avec un détecteur d'ouverture angulaire $\Delta\Omega_F$), ont été calculées en prenant comme référence les valeurs correspondantes de diffusion élastique mesurées simultanément dans le télescope (d'ouverture angulaire $\Delta\Omega_{RE}$) placé à l'avant.

$$\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}_F}\right)_{\bar{\theta}'} = \frac{1}{2}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{elas}}\right)_{\theta}\frac{n_F)_{\theta'}}{n_{elas})_{\theta}}\frac{\Delta\Omega_{RE}}{\Delta\Omega_F}$$

(Le facteur 1/2 est introduit pour tenir compte du fait que, dans un angle solide de 4π, on détecte 2 fragments provenant d'une seule fission).

Les sections efficaces intégrées à tout l'espace sont calculées en prenant pour la distribution angulaire de fission une distribution de la forme $1/\sin\bar{\theta}$ dans le système du centre de masse ; B. Tamain a calculé dans sa thèse [TAM74] que, pour le système voisin $^{40}Ar + ^{121}Sb$, l'erreur par excès que l'on introduit en ne prenant pas en compte la forme réelle de distribution [HAL58] est de l'ordre de 1 à 2% pour les énergies incidentes d'Argon voisines de 200 MeV. Cette erreur a été négligée dans notre calcul final d'incertitude.

Dans ces conditions,

$$\sigma_F = \int_{\bar{\theta}=0}^{\pi}\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}}\right)_{\bar{\theta}} d\bar{\Omega}$$

$$= 2\pi^2 \sin\bar{\theta}\ \frac{1}{K}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}$$

avec $K = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta}\Big/\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}}\right)_{\bar{\theta}}$ calculé par le programme DIFFIL déjà mentionné, et ce pour une fission symétrique.

CHAPITRE II

DETECTION DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES ET DES NEUTRONS

A - RAPPELS SUR LES ETUDES DES RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES EMIS DANS LA REGION DU CONTINUUM

1 - OBTENTION DE DONNEES POUR LA DETERMINATION DES MECANISMES DE REACTION

L'étude de l'émission des rayonnements électromagnétiques constitue une des sources d'informations les plus importantes concernant les systèmes nucléaires à haut spin. Depuis longtemps, la détection des transitions gamma entre les niveaux nucléaires discrets d'un noyau (transitions individuelles) permet aux spectroscopistes nucléaires d'accéder à la structure de ces niveaux ; mais ces études se limitent actuellement aux spins inférieurs à $\sim 42\ \hbar$.

Depuis 1977, on a développé, à partir de l'étude des spectres continus γ, de nouvelles techniques pour évaluer les propriétés des états de haut spin.

On sélectionne ces états en utilisant le fait qu'ils se désexcitent en émettant un grand nombre de rayonnements γ. On utilise par exemple un gros cristal INa (cristal "somme") d'efficacité proche de $4\ \pi$, et qui intègre toute l'énergie γ émise lors de la cascade de désexcitation : les événements liés à la désexcitation d'états de haut spin seront ceux correspondant à une cascade d'énergie γ élevée. On peut ainsi étudier la corrélation existant entre certains paramètres (énergie individuelle gamma mesurée par un petit détecteur INa, énergie des particules émises en coïncidence, neutron par exemple...) et l'énergie totale γ (liée elle-même, du moins grossièrement, au spin de départ).

La première partie de ce chapitre a pour objet une présentation des études relatives à la détection des rayonnements électromagnétiques gamma émis dans la région du continuum. Ces études permettent d'évaluer les propriétés des états nucléaires de haut spin mais permettent aussi d'obtenir des données intéressantes pour la détermination des mécanismes de réaction.

Par exemple, pour un système donné, les études de l'évolution de la multiplicité M, c'est-à-dire du nombre M de photons qui composent une cascade de désexcitation, en fonction de l'énergie des ions incidents, constitue une donnée importante.

Ainsi pour le système $^{40}Ar + ^{124}Sn$, la distribution de multiplicité en fonction de l'énergie γ totale E_Σ , a été étudiée pour plusieurs énergies incidentes, entre 161 et 200 MeV [ROU80] : la valeur de multiplicité correspondant aux plus hautes valeurs de E_Σ (donc aux plus hautes valeurs de moment angulaire J), croît nettement entre 161 et 185 MeV, signature d'une augmentation de moment angulaire dans la voie d'entrée ; à 192 MeV, les valeurs de multiplicités associées aux plus hautes valeurs de E_Σ commencent à décroître par rapport à celles obtenues à 185 MeV, et, à 200 MeV, elles chutent très nettement, indiquant l'apparition d'autres processus pour lesquels le spin intrinsèque moyen serait abaissé par l'existence de mouvement orbital ou de friction entre fragments (fission ou événements issus de transferts très inélastiques).

Cette saturation en M est aussi indiquée par HILLIS et al [HIL79].

SARANTITES et al. [SAR78a] ont fait le même type d'observation pour le système $^{12}C + ^{158}Gd + ^{170}Yb$: la multiplicité moyenne atteint une valeur de saturation dès que l'énergie des ions ^{12}C est supérieure à 10 MeV par nucléon. Les mêmes auteurs [WAS78] ont complété ces études en mesurant les spectres d'énergie de neutrons en coïncidence avec les raies γ discrètes émises par les noyaux résiduels et détectées par un Ge(Li) : les spectres de neutrons peuvent se décomposer en une composante correspondant à une émission statistique (pour le noyau ^{170}Yb formé à une énergie d'excitation de 132 MeV, on mesurait, au moment de l'émission des neutrons, une température nucléaire ∿ 1,8 MeV) et une deuxième composante (température nucléaire ∿ 6MeV) attribuable à une émission de pré-équilibre (points chauds). Plus récemment, la même équipe [YOU81] a étudié ainsi l'émission de neutrons de pré-équilibre pour le système $^{16}O + ^{154}Sm$ à 152 MeV. Dans tous ces cas, le nombre de neutrons émis est grand (voies de sortie xn et αxn avec x = 7 à 10).

En ce qui nous concerne, nous nous sommes au contraire intéressés au mécanisme d'émission d'un faible nombre de neutrons (1,2,3) lors de la désexcitation de noyaux de terres rares formés à une énergie d'excitation de l'ordre de 60 MeV. L'étude de la désexcitation par émission de 1 et 2 neutrons seulement a été réalisée pour le système ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb → $^{152}Dy^*$; d'autre part, l'étude du système ^{40}Ar (158 MeV) + ^{110}Pd → $^{150}Gd^*$ a permis de compléter les données expérimentales variées déjà mesurées pour ce système.

On a déterminé, d'une part la position de la ligne d'entrée γ (via la mesure de E_Γ, énergie totale emportée par γ et la détermination de J_Γ, moment angulaire total évacué par γ) d'autre part, l'énergie cinétique des neutrons émis, ϵ_n (via des mesures de temps de vol) accédant ainsi au bilan en énergie des désexcitations étudiées.

On rappellera ici, en liaison avec nos expériences, les principales données concernant :

- la population et la désexcitation des états de haut spin,
- l'utilisation d'un spectromètre somme,
- les diverses méthodes de calcul de la multiplicité γ.

2 - POPULATION ET DESEXCITATION DES ETATS DE HAUT SPIN

Considérons un noyau de fusion, de masse A ∿ 150u, obtenu par bombardement d'ions lourds (projectile de masse > 40u) : il est formé à grande énergie d'excitation E* et avec une distribution de spin pouvant aller jusqu'à 75 ħ environ (moment angulaire critique pour les réactions donnant lieu à la fusion). Une grande partie de cette énergie d'excitation est évacuée grâce à l'émission de particules (n,p,α) en moins de 10^{-18} seconde (la désexcitation par fission étant compétitive et notable dans les cas où ce noyau de fusion est formé avec un moment angulaire supérieur à environ 55 ħ).

Après émission de particules, le noyau est laissé dans un état lié (il ne peut plus émettre de particules), avec une énergie d'excitation allant de 0 à une valeur qui devrait être égale à l'énergie de liaison d'une particule, soit une dizaine de MeV au-dessus de la ligne Yrast, et avec une certaine distribution en moment angulaire. Les spectroscopistes désignent par le terme de "population d'entrée" cette zone du plan (E*,J).

Pour illustrer notre propos, nous avons reporté sur la figure II.1 les résultats de calculs que nous avons obtenus (voir chapitre VI, pages 124-127) à l'aide du code statistique d'évaporation GROGI ; ces calculs concernent la réaction $^{110}Pd(^{40}Ar, xn)^{150-x}Gd$ à 155 MeV - ce qui correspond à une énergie d'excitation de 66 MeV. La distribution initiale σ(ℓ) de section efficace en fonction du moment angulaire ℓ (voie d'entrée) est reportée sur la figure du haut.

Juste au-dessous, les courbes montrent les populations suivant l'évaporation de 1 à 5 neutrons. A partir de l'évaporation du 3ème neutron, une partie de la population couvre une zone (hachurée sur la figure) où la probabilité de se désexciter par émission γ est supérieure à 35%, le reste de la population (zone laissée en blanc) continuant à se désexciter préférentiellement par émission d'un quatrième neutron . Il se passe le même

phénomène après l'émission de ce 4ème neutron, ce qui conduit à la valeur de section efficace pour l'émission de 5 neutrons. L'ensemble des zones en grisé représente grossièrement la "population d'entrée γ". La "ligne d'entrée" représentée par des tirets, est construite en joignant, pour chaque valeur d'énergie d'excitation, la valeur moyenne de moment angulaire de la population d'entrée γ. elle délimite la ligne moyenne (plus ou moins parallèle à la ligne Yrast) à partir de laquelle le noyau se désexcite en n'émettant plus que des photons (voir aussi fig. VI.8a, p.132).

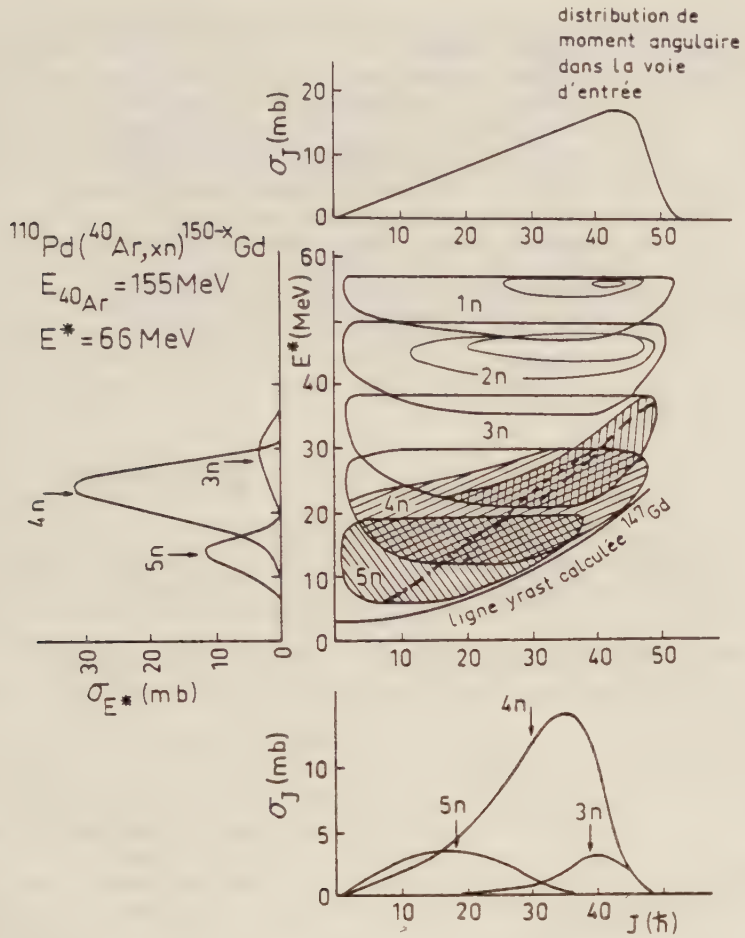


Fig. II.1 : Résultats de calculs statistiques concernant le système ^{40}Ar(155MeV)+^{110}Pd (voir texte, mêmes valeurs de paramètres statistiques que pour la figure VI.2, page 120).

Les deux types de corrélations sont représentées :

- la figure de gauche montre que l'énergie γ totale, est reliée à la voie de désexcitation, la valeur d'énergie totale emportée par les γ étant maximale quand le nombre de neutrons émis est le plus faible. Cette figure de gauche représente donc la projection de l'ensemble de la population d'entrée sur l'axe d'énergie d'excitation.

- la figure inférieure montre que les plus hautes valeurs de moment angulaire J sont aussi associées au plus faible nombre de neutrons émis.

Les plus hautes valeurs d'énergie totale γ sont donc associées aux plus hautes valeurs de spin.

L'émission γ, qui intervient alors, est relativement lente (10^{-12} à 10^{-16}s) ; une cascade composée d'un nombre M de photons γ (M = multiplicité) évacue l'énergie d'excitation et le moment angulaire restants.

2a. Composition d'une cascade γ

Les calculs statistiques et les études de spectres gamma dans la région du continuum (SIM.77, SIM.79, NEW.78) sont compatibles avec l'hypothèse selon laquelle une cascade gamma est formée de trois composantes, correspondant (voir figure II.2) :

- aux transitions statistiques,
- aux transitions le long de la ligne Yrast,
- aux transitions entre niveaux discrets.

La cascade statistique est composée de transitions de grande énergie, qui permettent de passer des états de grande énergie d'excitation à des états proches de la ligne Yrast.

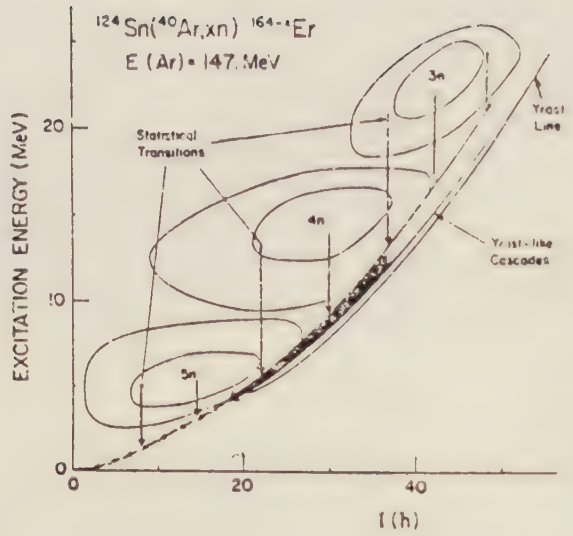


Fig.II.2: Figure tirée de la présentation de HERSKIND [HER80].
Diagramme schématique pour visualiser les cascades de désexcitation : γ conduisant à l'état fondamental du noyau (A ∿ 160 u). Les transitions statistiques, représentées par des flèches verticales, abaissent la température du système, tandis que les transitions "Yrast", grossièrement parallèles à la ligne Yrast, permettent d'évacuer le moment angulaire du système.
Les contours représentent les régions du plan (populations) qui ne se désexcitent plus que par émission γ, pour conduire finalement aux noyaux résiduels ^{161}Er, ^{160}Er et ^{159}Er.

Dans la description la plus simple des désexcitations par photons statistiques, on suppose que ces photons sont uniquement de type dipolaire électrique avec l'élément de matrice réduit E_1 constant ; la variation de la densité de niveaux en fonction de l'énergie E est prise de la forme $\rho = \rho_o \exp(E/T)$ où T est la température nucléaire après émission du photon statistique considéré. Ces deux hypothèses conduisent à une distribution en énergie des photons statistiques de la forme :

$$N(\varepsilon_\gamma) = N_o \varepsilon_\gamma^3 e^{-\frac{\varepsilon_\gamma}{T}} \quad \text{(II.1)}$$

Cette expression (dans laquelle le facteur 3 représente le terme (2ℓ+1) pour des transitions dipolaires) est couramment utilisée (voir chapitre V) (SIE.81, HJO.81) bien qu'il existe des calculs plus sophistiqués (LIO.78). Considérer des transitions quadrupolaires, c'est-à-dire utiliser ε_γ^5 à la place de ε_γ^3 dans la formule (II.1), ne modifie pas l'intégrale de la distribution (nombre de photons statistiques) de plus de 20% (SIE81).

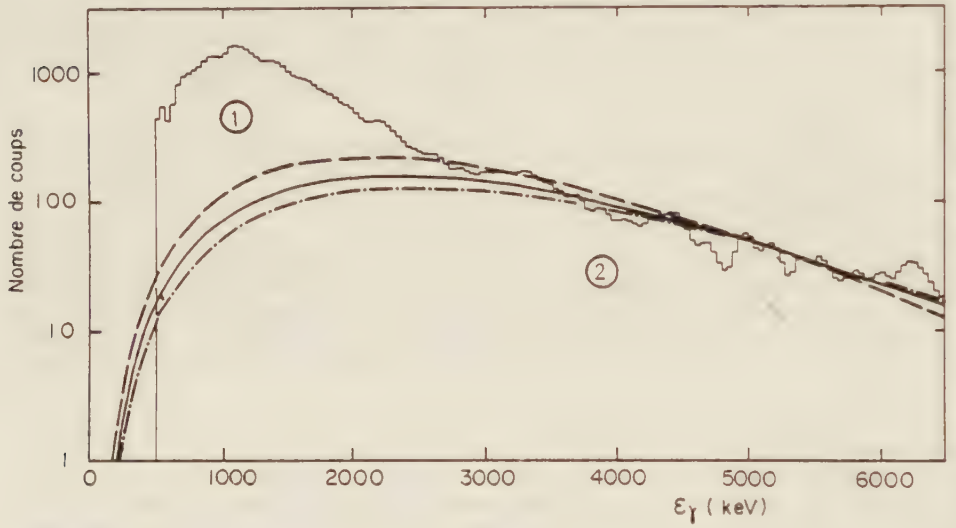


Fig. II.3 : Spectre d'énergie de transition γ obtenu à l'aide de 2 détecteurs INa pour la réaction ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb. (Il a été obtenu en coïncidences avec un domaine d'énergie γ totale E_Σ compris entre 11 et 15 MeV).

① Transitions Yrast

② Transitions statistiques

Les courbes continues représentent le lissage, à l'aide de la formule II.1, de la partie à haute énergie ε_γ, due aux transitions statistiques.

— — — lissage entre 2.1 MeV et 6.7 MeV
——— " " 2.7 MeV et 6.7 MeV
—·—·— " " 3.2 MeV et 6.7 MeV

Ainsi, dans une cascade gamma, les photons d'énergie ε_γ supérieure à 2 MeV sont considérés comme provenant uniquement de la cascade statistique : la chute de leur intensité (de forme exponentielle) est visible, pour $\varepsilon_\gamma > 2$ MeV, sur les spectres de transitions individuelles délivrées par les détecteurs INa (figure II.3).

Le nombre de photons statistique $n_{\gamma stat}$ émis lors d'une cascade dépend de l'énergie qu'ils doivent évacuer : plus l'énergie d'excitation disponible au-dessus de la ligne Yrast est grande, plus le nombre de photons statistiques est grand.

Une valeur moyenne du nombre de photons statistiques $n_{\gamma stat}$ pour une réaction donnée a été estimée et est proche de 4, quelles que soient les réactions étudiées (SIM77). Une seule étude expérimentale due à SIE et al (SIE81) indique plus précisément que $n_{\gamma stat}$ est relié à la multiplicité totale γ de la cascade. Utilisant la formule II.1 pour calculer $n_{\gamma stat}$, ces auteurs trouvent un rapport $n_{\gamma stat}./ M$ voisin de 35% - Nous verrons plus loin que pour les deux systèmes qui ont été étudiés, nous avons aussi trouvé une corrélation $n_{\gamma stat}$ - M et une proportion du même ordre de grandeur.

Il ressort des études très fragmentaires de ces transitions statistiques (DIA.80) qu'elles sont probablement de nature E_1. Dans l'hypothèse où l'on néglige toute composante non dipolaire, leur distribution angulaire, principalement isotrope, implique pour ces transitions E_1 un mélange d'environ 2/3 "étirées" (*) et 1/3 "non étirées".

Les transitions statistiques reflètent la température nucléaire aux hautes énergies d'excitation.

La cascade Yrast est constituée d'une série de transitions (transitions Yrast) qui apparaissent dans un spectre délivré par un INa comme une bosse intense ("bosse Yrast") observée à énergie ε_γ relativement faible (∿ 1 MeV). Pour les noyaux bons rotors, l'existence d'une corrélation entre l'énergie γ émise ε_γ et le spin du niveau émetteur est riche d'enseignement pour l'étude de la structure du noyau étudié et des modes collectifs dans la matière nucléaire à haut spin (HER.80, AGU81).

Dans tous les cas, ces transitions Yrast évacuent de l'énergie (ΔE*) mais aussi du moment angulaire (ΔJ) : le rapport $\frac{\Delta E^*}{\Delta J}$ a une valeur moyenne égale à la pente de la ligne Yrast.

L'étude de la multipolarité des transitions de cette bosse Yrast a montré qu'elle comporte 80% de transitions quadrupolaires pour les noyaux considérés comme de bons rotors de la région des terres rares (THI.81) mais pour les noyaux près de N = 82, la proportion de transitions dipolaires est plus importante (voir chapitre V, page 102).

3a. Après émission des transitions Yrast, le noyau se trouve dans un état énergétique correspondant aux niveaux discrets : sa désexcitation se termine alors par les transitions discrètes.

2b. Détermination de la ligne d'entrée

Pour déterminer la position en énergie d'excitation E* et en moment angulaire J de la ligne d'entrée correspondant à chaque voie de désexcitation (3n, 4n,...), il faut connaître l'énergie et le moment angulaire emportés par gamma.

On peut mesurer l'énergie totale emportée par gamma E_Σ, en utilisant un spectromètre somme. Le moment angulaire total évacué par γ, J_Σ, dépend de la multiplicité M de la cascade et de la multipolarité des photons qui la constituent. M étant déterminée expérimentalement, la précision du calcul de J_Σ est fonction de la connaissance que l'on a de la multipolarité des photons.

On a souvent calculé J_Σ par l'expression 2(M-4), sous les hypothèses que 4 photons statistiques dipolaires étaient émis, avec ΔJ = 0, quel que soit M, et que les (M-4) autres photons correspondaient à des transitions quadrupolaires "étirées" (HIL.79), ΔJ=2, hypothèse seulement justifiée dans le cas des noyaux très déformés.

(*) Transition γ "étirée" (stretched) : le photon correspondant à cette transition γ emporte un moment angulaire $\Delta J = J_i - J_f > 0$ (le noyau émetteur disposant d'un moment angulaire J_i avant désexcitation γ, J_f après désexcitation).

Nous utiliserons, dans notre cas particulier, des méthodes plus directes de détermination de J_Σ : nous reviendrons sur ce problème dans le chapitre V.

3 - UTILISATION DU SPECTROMETRE SOMME

3a. Utilisation du spectromètre somme comme sélecteur de spin. Technique du découpage en tranches

Le spectromètre somme intègre l'énergie évacuée par gamma (détection des M photons qui composent une cascade de désexcitation).

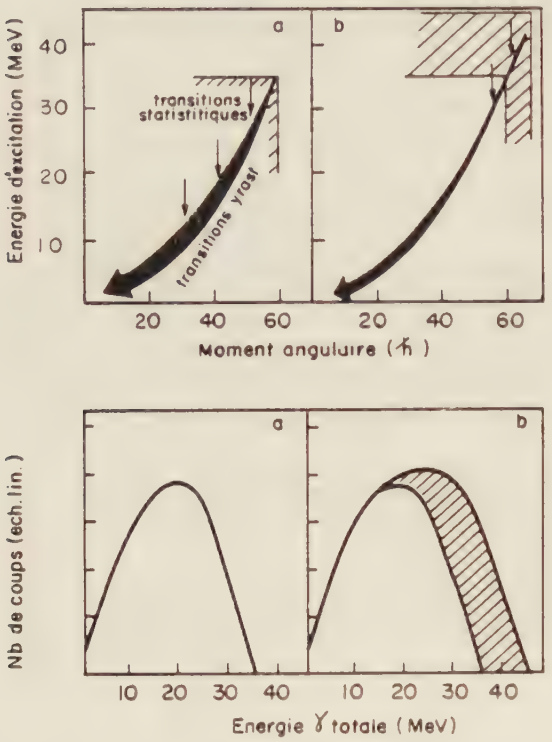


Fig. II.4 : Les figures du haut représentent les décroissances γ typiques pour l'ensemble de plusieurs tranches adjacentes (fig.a), et pour une tranche supplémentaire (en grisé sur la fig. b).
Les figures du bas représentent les distributions de l'énergie γ totale E_Σ correspondantes, détectées par un spectromètre somme : plus le noyau est formé dans un état de spin élevé, plus l'énergie totale évacuée par γ sera élevée. Ces figures sont des schémas de principe.

De façon intuitive, on peut se rendre compte que plus le noyau est formé dans un état de haut spin, plus il émettra de rayonnement γ, et plus la somme des énergies γ ainsi évacuées sera élevée (fig. II.4). Autrement dit, plus la valeur de E_Σ est élevée, plus la multiplicité, et donc le spin, sont élevés. Sélectionner en énergie γ totale E_Σ revient ainsi à sélectionner en spin.

Pour illustrer notre propos, on peut s'appuyer sur la figure II.1 qui présente, dans le plan (E*,J) habituel, les résultats d'un calcul statistique pour la réaction $^{40}Ar(155\ MeV) + {}^{110}Pd$. A partir des lignes de contour (zones en grisé), on voit qu'une sélection en énergie γ totale implique une sélection en moment angulaire J. Le spectromètre somme se révèle donc être un outil pour la sélection en moment angulaire J.

On peut découper en tranches W le spectre de distribution de l'énergie γ totale E_Σ, et rappeler les informations obtenues en coïncidence dans les divers détecteurs pour chacune de ces tranches W. Le but principal d'une telle technique de découpage est de suivre l'évolution des propriétés des noyaux résiduels en fonction de la tranche, c'est-à-dire en fonction de E_Σ, et partant, en fonction du spin J.

Pour une tranche donnée, l'ensemble des multiplicités M des cascades concernées présente une certaine distribution ; sa valeur moyenne $\bar{M}$ peut être considérée comme associée à la valeur E_Σ centroïde de la tranche W : la corrélation entre $\bar{M}$ et E_Σ sera exposée lors de la présentation des résultats expérimentaux.

Hillis et al. [HIL79] ont mesuré, par coïncidences entre un détecteur Ge(Li) et un halo de 14 détecteurs INa, certaines distributions de multiplicité : ainsi, pour $^{40}Ar(161MeV) + {}^{124}Sn \rightarrow {}^{164}Er^*$, le rapport de l'écart type σ et de la multiplicité moyenne $\bar{M}$ est de l'ordre de 0.2 (largeur de distribution de 47%).

On peut s'attendre à une meilleure résolution quand on utilise un spectromètre somme : la technique du découpage en tranches, même si elle introduit une dispersion expérimentale, permet de sélectionner une zone de moment angulaire J plus étroite que celle correspondant à la distribution en J d'une voie de sortie déterminée.

3b. Résolution en énergie

Avec un détecteur théorique d'angle solide 4π et d'efficacité 1 pour chaque photon γ, il serait possible de mesurer directement l'énergie totale d'une cascade γ. En pratique l'efficacité totale est réduite (de 20% pour le spectromètre d'Orsay) à cause des trous qui le traversent et de la transparence aux rayons γ des cristaux INa d'épaisseur 12 cm. D'autre part, l'efficacité de pleine énergie est inférieure à 1 : lors de la détection d'une raie mono-énergétique, toute l'intensité du spectre n'est pas au niveau de l'énergie e du photo-pic : le centroïde est en $\bar{e}$, vers les énergies plus basses, comme pour tout détecteur INa (distorsion due à l'effet Compton). On tient compte de cette distorsion en introduisant le rapport $\frac{\bar{e}}{e}$ dans le calcul de l'énergie.

Avec l'hypothèse simple qu'un nombre M de photons, tous de même énergie ϵ_γ, sont détectés avec une probabilité Ω pour le pic photo-électrique (et zéro ailleurs), on peut exprimer (voir § 4) la probabilité P(x) de détecter x de ces M photons dans le spectromètre somme pour une cascade dont l'énergie réelle dissipée est $E_\Sigma = M\epsilon_\gamma$:

$$P(x) = \binom{M}{x} (\Omega)^x (1 - \Omega)^{M-x}$$

Il s'agit d'une distribution binomiale :
Sa moyenne est donc

$$\sum_{x=o}^{M} x\, P(x) = M.\Omega = \bar{M}$$

et sa variance telle que $\sigma^2 = M\,\Omega\,(1-\Omega)$

L'énergie moyenne détectée $\bar{E}$ est donc :

$$\bar{E} = M\Omega.\epsilon_\gamma = E_\Sigma\,\Omega$$

La variance de la distribution en énergie est telle que

$$\sigma^2 = \epsilon_\gamma^2 \sum_{x=o}^{M} (x-M\Omega)^2 P(x)$$

$$= \epsilon_\gamma^2\, M\Omega(1-\Omega)$$

$$= \bar{E}\,\epsilon_\gamma(1-\Omega)$$

$$= E_\Sigma\,\Omega\,\epsilon_\gamma\,(1-\Omega)$$

En approximant, pour les grandes valeurs de M, cette distribution à une gaussienne, la résolution (largeur à mi-hauteur de la distribution) est égale à 2.35 σ. Ainsi, pour une efficacité de 0.80, une énergie γ totale (réelle) E_Σ de 30 MeV, et une énergie de transition ϵ_γ = 1.0 MeV (donc M = 30), on obtient une largeur à mi-hauteur de 5.2 MeV ; soit 17% par rapport à l'énergie γ totale réellement dissipée E_Σ.

La résolution d'énergie totale est donc déterminée principalement par l'efficacité effective Ω du spectromètre, du moins si $\Omega < 0.85$. Pour $\Omega > 0.85$, la dispersion due à la distribution Compton et à la résolution intrinsèque du détecteur devient l'élément prépondérant...

Dans un cas plus réaliste que l'hypothèse d'une cascade de M photons emportant la même énergie ϵ_γ, on devrait envisager que les cascades plus compliquées composant les spectres de transitions observés doivent être convoluées toutes ensemble pour reproduire le spectre somme.

Ceci est difficilement calculable sauf par une simulation de Monte-Carlo : l'étalonnage en énergie du spectre somme est compliqué par la double dépendance de la distribution en multiplicité et de la distribution en énergie de transition, pour chaque cascade (P. Oblozinsky and R.S. Simon, à paraître).

3c. Etalonnage en énergie

Pour déduire expérimentalement l'énergie totale réelle E_Σ, l'efficacité pour l'ensemble des photons d'une cascade est nécessaire sur une large région d'énergie (de 0 à 40 MeV). Puisqu'on ne dispose pas de source radioactive qui ait une grande multiplicité γ, d'autres méthodes doivent être choisies.

TJOM et al [TJO.78] comparent le centroïde du spectre γ pour une voie de sortie bien définie [réaction $^{58}Ni(^{16}O, 2p\gamma)$] à l'énergie E_Σ déterminée à partir des distributions en énergie des protons, distribution qui avait été mesurée par ailleurs. Ils trouvent une relation linéaire entre l'énergie γ mesurée et l'énergie réelle E_Σ jusqu'à environ 20 MeV.

FOLKMANN et al. [FOL81] ont, quant à eux, calibré leur spectromètre en mesurant à la fois la multiplicité M et l'énergie moyenne emportée par photons $\bar{\varepsilon}_\gamma$, et en posant $E_\Sigma = M\bar{\varepsilon}_\gamma$. Pour notre part, afin de ne pas avoir à évaluer l'influence du seuil sur les spectres délivrés par les INa et donc sur $\bar{\varepsilon}_\gamma$, (voir § B 5b2), nous avons préféré ne pas utiliser cette réaction pour étalonner le cristal somme .

On a pris la formule $E_\Sigma = \bar{E}/(\Omega \times \frac{\bar{e}}{e})$ définie plus haut, $\bar{E}$ étant l'énergie mesurée.

4 - DIVERSES METHODES DE DETERMINATION DE LA MULTIPLICITE

Le terme de multiplicité gamma (M) représente le nombre moyen de photons émis, par un noyau, au cours d'une cascade de désexcitation γ.

La multiplicité moyenne M étant reliée au moment angulaire moyen dissipé au cours de la cascade γ, la mesure de M (et, éventuellement, de ses moments d'ordre plus élevé) est devenue un outil précieux pour l'étude des réactions nucléaires.

On atteint la multiplicité en faisant des mesures de coïncidences entre plusieurs détecteurs γ. Elle peut être mesurée de différentes manières, dont certaines sont devenues très sophistiquées ces dernières années.

4a. La première technique mise au point ne nécessite que deux compteurs : un seul compteur "déclencheur" (trigger) en coïncidence avec un détecteur dans lequel le spectre γ est enregistré (détecteur ε_γ qui sélectionne les transitions individuelles).

Le formalisme nécessaire à l'analyse de ce type d'expériences a été initialement présenté par Hagemann et al. (HAG.75), mettant à profit le fait que la probabilité de détecter un événement dans le détecteur en coïncidence avec le "déclencheur", comparé à la probabilité de détection dans le "déclencheur" tout seul, est directement relié à la multiplicité.

Soit N_s, le nombre de fois où le détecteur déclencheur est touché ;
On peut écrire $N_s = \sigma_J^\gamma \times \Omega$ où :

- σ_I^γ représente la section efficace différentielle de production de γ à un spin J donné.

- Ω représente l'efficacité effective du détecteur déclencheur (efficacité qui inclue l'angle solide, l'efficacité gamma, les corrections de conversion...).

Si 1 seul photon est émis, la probabilité de ne pas l'observer dans le détecteur ε_γ qui sélectionne les transitions spécifiques est (1 - ω) si ω représente l'efficacité effective γ pour ce détecteur ε_γ.

Si M est la multiplicité γ, la probabilité de n'observer aucun des (M-1) photons émis dans l'espace (en excluant celui qui atouché le détecteur déclencheur) est $(1-\omega)^{M-1}$.

La probabilité d'en observer au moins 1 est donc $1 - (1 - \omega)^{M-1}$.

N_c, le nombre de fois où le détecteur ϵ_γ qui sélectionne les transitions spécifiques est touché en coïncidences avec le déclencheur, est alors :

$$N_c = \sigma_J^\gamma \, \Omega \, [1-(1-\omega)^{M-1}]$$

Le rapport du nombre de coïncidences N_c sur le nombre d'événements directs N_S est donc :

$$\frac{N_c}{N_S} = 1 - (1-\omega)^{M-1}$$

On a ignoré les effets de sommation dans le détecteur déclencheur, ce qui est correct si $\Omega < 10^{-2}$Sr, sinon l'expression rigoureuse est $\frac{N_c}{N_S} = 1 - (1 - \frac{\omega}{1-\Omega})^{M-1}$; par ailleurs, il est nécessaire d'introduire une correction prenant en compte les effets de corrélation angulaire.

4b. Un dispositif expérimental comportant <u>plusieurs détecteurs déclencheurs INa identiques</u> (appelés "multi-compteurs", "halo", ou "filtre de multiplicité") permet de mesurer, non seulement la valeur moyenne M, mais aussi la distribution de multiplicité autour de la valeur moyenne M (plus exactement, on mesure les moments d'ordre 2, 3...p de la distribution). Après HAGEMANN et al (HAG75), d'autres auteurs ont utilisé cette méthode (entre autres SAR.76, SIM.77, WES.77, AND.78, DEL.78 a et b, KER.78, KOR.79, HIL.79, FOL.81).

4c. Utiliser comme <u>déclencheur</u> un <u>spectromètre somme</u>, composé de plusieurs secteurs INa optiquement indépendants et d'efficacité totale proche de 4π, a d'abord été réalisé au Niels Bohr Institute de Copenhague (TJO.78).

L'utilisation d'un spectromètre somme comme déclencheur permet d'associer une valeur de multiplicité moyenne à chaque valeur d'énergie somme(technique de découpage en tranches (KOR.79) et paragraphe III.3a de ce chapitre).

La méthode de coïncidences entre le détecteur somme (déclencheur) et un détecteur ϵ_γ INa a été analysée par TJOM et al (TJ078), et utilisée par divers groupes (HIL.79,FOL.81).

C'est la méthode de coïncidences entre les secteurs du spectromètre somme seul qui a été utilisée pour le travail présenté dans ce mémoire. Le formalisme présenté par Hagemann et al. (HAG.75) dans le cas de deux détecteurs (voir 4a plus haut), peut être étendu pour extraire la multiplicité M en considérant le spectromètre comme composé de plusieurs détecteurs identiques (la présence d'un "petit" INa supplémentaire, détecteurs de transitions individuelles ϵ_γ n'est plus utile).

Le spectromètre somme avec ses secteurs indépendants (4 pour celui d'Orsay) est considéré comme un multi-halo : il joue maintenant le double rôle de déclencheur et de détecteur d'énergie gamma ; il permet d'avoir accès au nombre d'événements correspondant au déclenchement simultané (c'est-à-dire en coïncidence) de 2, 3 ou 4 secteurs, (ainsi d'ailleurs qu'au nombre d'événements correspondant au déclenchement d'un seul secteur), et ce, pour chaque tranche de l'énergie somme E_Σ. Les effets de corrélation angulaire peuvent être négligés vue la géométrie impliquée.

Van der Werf [VAN.78] a élaboré une autre approche du calcul de M qui aboutit à une expression très proche de celle de HAGEMANN et al. Soit un dispositif constitué de N détecteurs identiques d'efficacité Ω. On recherche la probabilité P^M_{Np} pour qu'une cascade de M γ non corrélés entraîne le déclenchement de p compteurs. On doit noter que le détecteur qui est touché par plus de 1 γ (appartenant à une même cascade) ne déclenche qu'une seule fois à cause du temps mort électronique du système de détection. Alors P^M_{Np} est le produit de deux facteurs, soit :

P^M_{Np} =(probabilité pour que p des N détecteurs soient touchés par x des M photons) x (probabilité pour que les x photons soient distribués sur p détecteurs).

Comme $N\Omega$ représente la probabilité pour que chaque γ déclenche un des N détecteurs, le premier facteur de P^M_{Np} se met sous la forme

$$\binom{M}{x} (N\Omega)^x (1-N\Omega)^{M-x}$$

Après combinaison avec le deuxième facteur de P^M_{Np} (qui est une expression de probabilités), réarrangement,et mise en évidence d'une expression binomiale, Van der Werf obtient :

$$P^M_{N_p} = \binom{N}{p} \sum_{n=o}^{p} (-1)^{p+n} \binom{p}{n} \{ 1 - (N-n)\ \Omega\}^M$$

Pour une meilleure compréhension du calcul, nous avons jugé bon de reprendre ici l'explication exposée par Habs et al.(Berkeley report 3.79/30).

La probabilité $P_{Np}(M)$ que p détecteurs déclenchent, parmi N détecteurs identiques présents, quand M photons sont émis par la cible, est fonction :

- du nombre de compteurs N
- de l'efficacité Ω de chaque compteur
- de la probabilité f de diffusion Compton de chaque compteur dans les détecteurs adjacents.

Pour calculer cette probabilité P_{Np}, nous faisons quelques approximations, en prenant une valeur moyenne d'efficacité Ω pour chaque compteur, et une valeur moyenne pour f.

Une formulation intuitive de $P_{Np}(M)$ peut être obtenue : la probabilité de ne pas observer un γ dans les N compteurs est $(1-N\Omega)$.

La probabilité de n'observer aucun des M photons émis est $P_{No}(M) = (1-N\Omega)^M$.

On définit tout d'abord la probabilité qu'au moins 1 γ, parmi la cascade de Mγ, soit détecté dans un ensemble de x compteurs :

$$Fx = 1 - (1 - x\Omega)^M$$

La probabilité qu'au moins 1 γ soit détecté dans un détecteur particulier, et qu'aucun ne soit observé dans tous les autres détecteurs est égale à la probabilité qu'au moins 1 γ soit observé dans chacun des N détecteurs moins la probabilité qu'au moins 1 γ soit observé dans (N-1) détecteurs, soit $F_N - F_{N-1}$

Puisqu'il y a $\binom{N}{1}$ façons possibles de choisir ce détecteur particulier parmi les N, on obtient la probabilité $P_{N1}(M)$ pour qu'un seul détecteur soit touché par au moins 1 γ :

$$P_{N1}(M) = \binom{N}{1}[(1 - (N-1)\Omega)^M - \{1 - N\Omega\}^M]$$

De même, la probabilité pour que 2 détecteurs seulement soient touchés, $P_{N2}(M)$ est reliée à (F_N-F_{N-2}) moins la probabilité pour qu'un déclenchement ait lieu dans un seul de ces 2 détecteurs, soit $2(F_N-F_{N-1})$; comme il y a $\binom{N}{2}$ combinaisons possibles de ces 2 détecteurs parmi les N, on obtient :

$$P_{N2}(M) = \binom{N}{2} (2(F_N-F_{N-1}) - (F_N-F_{N-2})$$

$$= \binom{N}{2} [\{1-(N-2)\Omega\}^M - 2\ \{1 - (N-1)\Omega\}^M + \{1-N\Omega\}^M]$$

En généralisant au cas où p détecteurs déclenchent, on obtient la probabilité pour que p détecteurs (parmi les N) soient touchés, c'est-à-dire

$$P_{N_p}(M) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^{p} (-1)^{p+n} \binom{p}{n} \{1 - (N-n)\Omega\}^M$$

Pour inclure la diffusion Compton, on introduit la probabilité g_i qu'un nombre i de photons additionnels soient produits à partir du nombre M de photons d'origine, via la diffusion Compton vers les compteurs voisins :

$$g_i = \binom{M}{i} f^i (1 - f)^{M-i}$$

où g_i est un élément binominal ; f représente la probabilité qu'un photon d'origine produise la détection de 2 photons (ainsi, si f=0, il n'y a pas de photons additionnels produits ; si f = 1, chaque photon d'origine conduit à la détection de 2 photons) :

$$\text{Alors, } P_{Np}(M) = \sum_{i=0}^{M} P_{Np}(M+i) \binom{M}{i} f^i (1-f)^{M-i}$$

Dans cette méthode de coïncidence entre les secteurs du cristal somme, la multiplicité M dépend de l'efficacité Ω de chaque secteur ; il est donc important de mesurer, en fonction de l'énergie seuil imposée à chaque secteur, l'évolution de Ω. De plus, nous verrons au paragraphe 5b que nous avons évalué l'influence de la distribution en multiplicité et étudié les sources d'incertitude sur M.

D'autre part, nous avons étudié un système test (Ar + ^{124}Sn) et comparé nos résultats à ceux précédemment obtenus par d'autres auteurs à l'aide de deux méthodes (cf § 6, page 50).

B - METHODES EXPERIMENTALES ET TRAITEMENT DES DONNEES

1 - CIBLES ET FAISCEAUX

Deux systèmes ont été étudiés :

$$^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$$
$$^{65}Cu + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$$

Les cibles de paladium 110 et de rubidium 87 ont été préparées par évaporation des isotopes séparés sur un support de plomb naturel (stoppeur) d'épaisseur 50 µ. qui arrêtait le faisceau (tableau II.1).

Le tableau II.2 donne les conditions de fonctionnement requises pour accélérer les ions ^{40}Ar et ^{65}Cu que nous avons utilisés. La tache du faisceau au niveau de la cible était inférieure à 8 mm de diamètre.

Sur le tableau III.3 sont reportées les caractéristiques des systèmes étudiés. Les valeurs d'énergie correspondent à des réactions ayant lieu au milieu de la cible. Le domaine d'énergie lié à l'épaisseur de la cible est également noté.

Tableau II.1

Isotope	Enrichissement isotopique	Cible		
		nature	épaisseur	inclinaison sur l'axe du faisceau
^{110}Pd	97.7 %	^{110}Pd	1 mg/cm²	45°
^{87}Rb	99.1 %	^{87}Rb ^{127}I	1 mg/cm²	45°

Caractéristiques des cibles utilisées (la cible de rubidium était sous forme diodure, l'énergie des ions ^{65}Cu incidents étant inférieure à la barrière coulombienne entre ^{65}Cu et ^{127}I).

Tableau II.2

Ions incidents	Charge accélérée	Fréquence accélératrice (MHz)	Energie calculée (MeV) (précision ±1.6 %)
^{40}Ar	10+	5.377	164.5 ± 2.5
^{65}Cu	16+	5.10	243 ± 4

Conditions de fonctionnement de la machine.

Tableau II.3

Système	Q réaction (MeV)	E_{lab} (MeV) au milieu de la cible	$\bar{E}_{cm}$ (MeV) au milieu de la cible	E* (MeV) au milieu de la cible
$^{40}Ar+^{110}Pd\rightarrow^{150}Gd^*$	- 47.65	158 ± 6.5	116 ± 4.8	68.5 ± 4.8
$^{65}Cu+^{87}Rb\rightarrow^{152}Dy^*$	- 81.8	237 ± 6	132.5± 3.5	54 ± 3.5

Caractéristiques des systèmes étudiés.

2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure II.5.

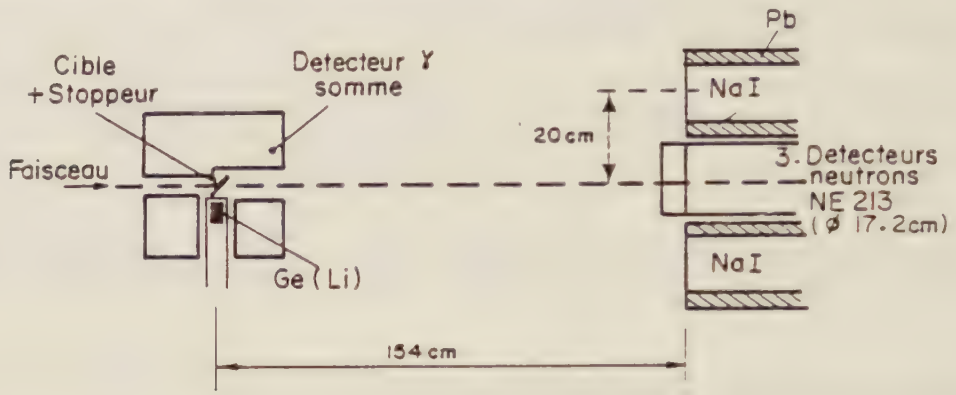


Fig. II.5 : Schéma du dispositif expérimental pour la détection des γ et des neutrons.

Les γ de désexcitation ont été étudiés à l'aide d'un cristal INa "somme" (Σ) de gros volume, en coïncidence avec un cristal Ge(Li) et 2 détecteurs INa. Le spectre γ somme était aussi enregistré en coïncidence avec les signaux issus de 3 détecteurs liquides neutrons (scintillateurs NE213) : les énergies des neutrons étaient ainsi mesurées par une technique de temps de vol.

Le spectromètre somme d'Orsay est un detecteur INa de 30 cm de long et 30 cm de diamètre, formé de 4 secteurs séparés optiquement (suivis de photo-multiplicateurs) mais mécaniquement solidaires. La cible est placée au centre. Un trou axial permet l'entrée du faisceau et donne la possibilité de placer des détecteurs à 0°. Un trou transversal de 6.5 cm de diamètre permet de positionner un détecteur Ge(Li) à 90° par rapport à la direction du faisceau : le cristal Ge(Li) utilisé, (d'efficacité 14% par rapport à un INa 7.5 cm x 7.5 cm , pour la raie à 1.332 MeV), était placé à ~2.5cm de la cible ; il permettait d'identifier les noyaux produits dans la mesure où leurs raies γ sont connues. Lors de l'étude des réactions de fusion par ions lourds, la voie de réaction peut être ainsi identifiée par l'assignation des γ discrets de désexcitation du noyau résiduel correspondant.

Deux détecteurs INa (12.5cm x 12.5cm) étaient placés dans le plan horizontal, et à ~ 154 cm de la cible, pour couvrir un angle solide assez faible afin de détecter au plus un seul γ lors de l'émission en cascade d'un nombre M de photons. Le spectre continu obtenu représente donc la distribution en énergie de l'ensemble des transitions individuelles. L'axe des INa formait un angle θ de ± 7.4° par rapport à la direction du faisceau. Des écrans de plomb d'épaisseur 5 cm permettaient d'isoler ces détecteurs γ des détecteurs neutrons.

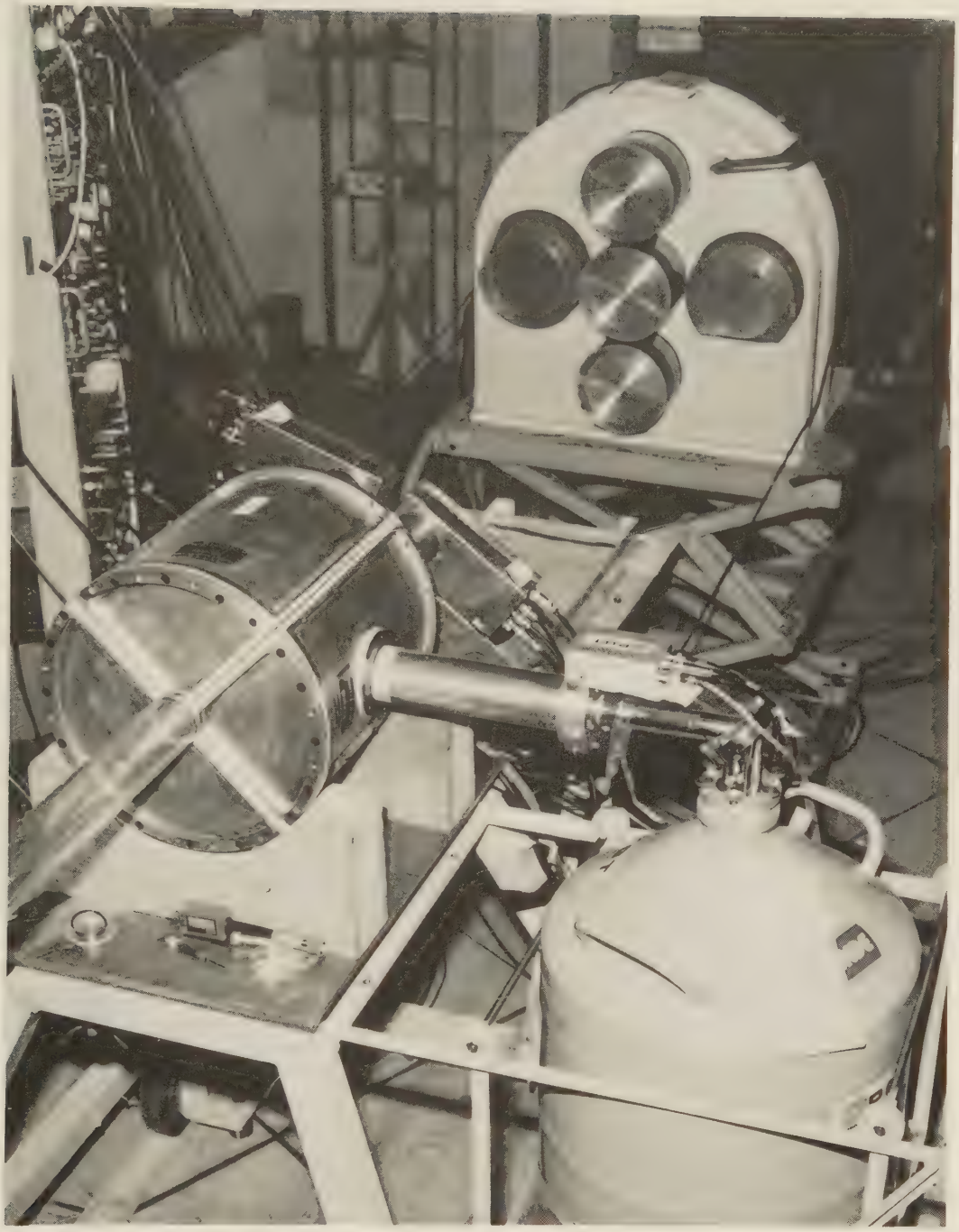
Trois détecteurs liquides de neutrons (scintillateurs NE 213, de 17.2 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur), montés sur des photo-multiplicateurs P10-40, étaient positionnés l'un à 0°, les deux autres de part et d'autre de ce détecteur central dans le plan vertical. La face des détecteurs neutrons était placée loin de la cible (150cm) mais légèrement en avant des détecteurs INa, pour éviter que d'éventuelles diffusions des neutrons ou de γ sur les protections en plomb des INa ne perturbent les réponses des NE213.

3 - ELECTRONIQUE ASSOCIEE

La figure II.6 est un schéma du dispositif électronique que nous avons utilisé.

3a - Voies linéaires

A chaque détecteur (détecteur Ge(Li), chacun des 2 INa, chacun des 4 secteurs du spectromètre somme) est associée une voie linéaire (en trait gras sur la figure II.4), aboutissant à un convertisseur analogique-digital (ADC) puis au dispositif d'acquisition.



DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA DETECTION DES γ ET DES NEUTRONS.

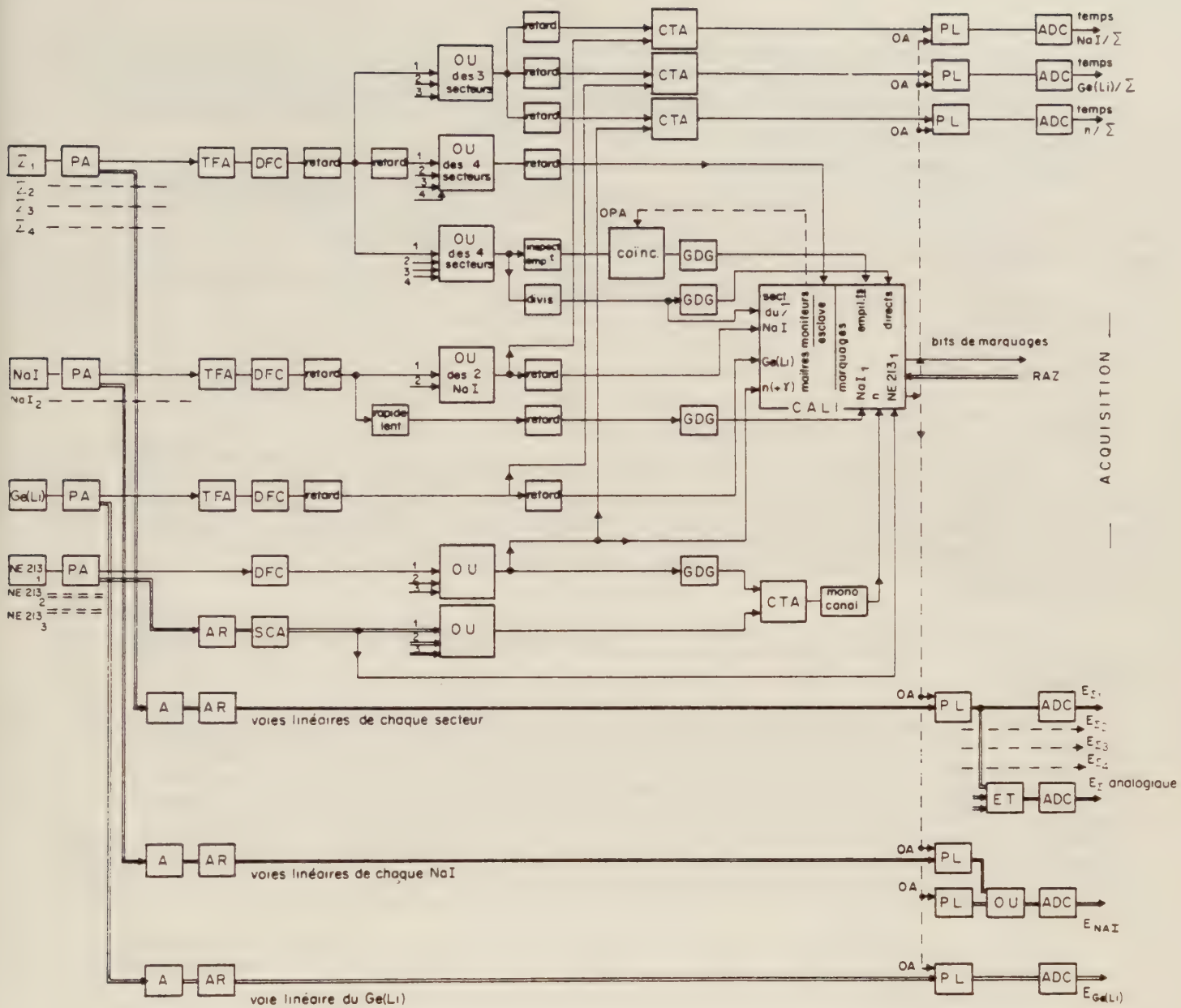


Fig. II.6 : Schéma du dispositif électronique associé à la détection des rayonnements électromagnétiques et des neutrons (voir texte).

Les impulsions provenant des 2 INa sont mélangées (module OU) avant d'entrer dans le convertisseur ADC ; un bit de marquage délivré par CALI permet de savoir lors du dépouillement de quel INa provient l'impulsion.

Sont enregistrées par le système d'acquisition, non seulement les impulsions linéaires délivrées par chacun des 4 secteurs, mais aussi leur somme analogique (E_Γ analogique), obtenue par addition (module ET) après ajustement des gains de chaque secteur.

Sur chaque voie, un amplificateur à retard permet de mettre le signal en temps avec les signaux logiques.

3b - Voies logiques

Les voies logiques connectées au module CALI (voir § B.5 du chapitre I) décident de l'acceptation ou du refus de garder une impulsion.

L'arrivée, dans une fenêtre de CALI rapide de 150 nano-secondes (temps inférieur à la période qui sépare 2 pulses de faisceau), d'une impulsion provenant de l'un des détecteurs (maîtres moniteurs) provoque la prise en considération de l'événement. On génère également un spectre direct des 4 secteurs (maître esclave). Un diviseur, placé après le mélange des 4 secteurs, permet de limiter l'acquisition des événements de ce type (événements marqués "directs").

CALI lent (dont la fenêtre en temps est de 3 µs) examine alors si certaines conditions sont réalisées ; il délivre les bits de marquage et un ordre d'analyse qui ouvre les portes linéaires.

Un circuit d'inspection permet d'identifier les impulsions correspondant à un déclenchement de 2 ou plusieurs secteurs du cristal somme dans une fenêtre en temps comprise entre environ 500 ns et 2 µs : un bit de marquage (noté "empilements" sur la figure II.6) est alors attribué à ces événements dits "sommations retardées", et qui seront toujours éjectés lors du traitement des données. Notons que l'on a limité l'intensité du faisceau incident à des valeurs telles que moins de 10% des impulsions analysées soient des "sommations retardées" bien que, parmi ces événements, se trouvent des événements correspondant à la désexcitation de noyaux résiduels dont certains niveaux directs ont une période relativement longue, supérieure à environ 200 ns, tel ^{147}Gd.

3c - Voies "neutrons"

Les voies électroniques associées aux 3 détecteurs de neutrons remplissent deux fonctions :

- D'une part, fixer un seuil de détection et discriminer les impulsions suivant qu'elles résultent de la détection d'un neutron ou d'un photon.

- D'autre part, donner un signal temps pour la mesure du temps de vol entre le spectromètre somme et les détecteurs neutrons.

Les détecteurs contiennent un liquide (NE.213) très riche en hydrogène : les neutrons rapides incidents diffusent élastiquement sur les protons du détecteur ; ces protons, en reculant, excitent une chaîne moléculaire dont la désexcitation s'accompagne d'émission de lumière. Quand ce sont des photons qui interagissent avec le liquide, ils communiquent leur énergie aux électrons.

L'efficacité des détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons est très sensible à la valeur du seuil de détection. Des sources émettrices de rayonnements γ d'énergies connues permettent de calibrer les scintillateurs par rapport aux électrons de recul dont l'énergie Compton maximale est donnée par $E_c = \frac{2E\gamma^2}{0.511+2E\gamma}$.

La réponse du scintillateur est une fonction linéaire de l'énergie des électrons Compton [KNO.72]. Une étude du scintillateur NE213 [BER.78] donne l'équivalence des réponses du détecteur pour des protons et des électrons. Cette réponse relative du détecteur à ces deux particules est indépendante du gain.

Dans notre cas, pour chacun des trois détecteurs utilisés, le gain de l'amplificateur et le seuil du monocanal ont été réglés pour fixer le seuil de détection des neutrons à 650 keV (ce qui correspond à 80 keV pour des électrons).

La discrimination neutron-photon est basée sur les formes différentes des impulsions délivrées par le scintillateur, selon que c'est un proton ou un électron qui en est responsable. On mesure (à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude) le temps qui sépare le début de l'impulsion (information donnée par une prise de temps sur la voie logique) du moment où la hauteur de l'impulsion linéaire arrive au niveau du seuil d'un monocanal (seuil de détection placé sur la voie linéaire). Ce temps est plus long si c'est un proton (et non un électron) qui est responsable de l'impulsion.

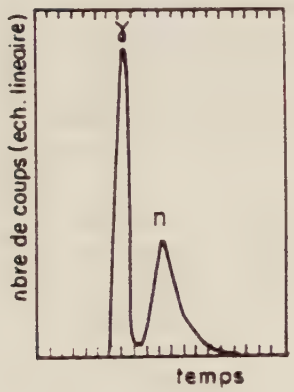


Fig. II.7 : Schéma de principe des impulsions délivrées par le convertisseur temps-amplitude

Cette information en temps est convertie en amplitude par un CTA (fig. II.7). Le réglage du seuil d'un autre monocanal entre les 2 pics permet d'envoyer sur CALI un signal lorsqu'un neutron est détecté : un bit de marquage est alors délivré. Notons que les signaux, tant logiques que linéaires, provenant des 3 détecteurs sont mélangés (module OU) avant entrée sur le CTA. Toutefois, le déclenchement du détecteur central est marqué par un bit (noté $NE213_1$ sur la figure II.6).

d. Voies "temps de vol"

Les impulsions rapides sont utilisées comme "départ" ou "arrêt" de convertisseurs temps-amplitude (CTA) pour mesurer le temps qui sépare le déclenchement du cristal somme du déclenchement d'un autre type de détecteur (Ge(Li), INa, NE213) :

Les prises de temps sont effectuées sur les sorties rapides des pré-amplificateurs : une descente rapide du signal est obtenue grâce aux mises en forme que permettent les TFA (Timing Filter Amplifier) ; le signal temps est donné par le discriminateur à fraction constante (DFC) dont on règle le seuil de déclenchement pour ne pas déclencher sur du bruit.

L'étalonnage des convertisseurs temps-amplitude a été réalisé grâce à l'adjonction de retards calibrés.

L'acquisition des données est réalisée selon le même principe que celui exposé dans le § précédent.

4 - ETALONNAGE EN ENERGIE ET EN EFFICACITE DES DIVERS DETECTEURS

4a - Détection des transitions γ individuelles dans les INa.

Les spectres des détecteurs INa, distordus à cause de la diffusion Compton (on peut par contre négliger les empilements vue la faible efficacité de ces détecteurs), ont été déconvolués par une procédure qui tient compte de la fonction réponse du détecteur ; le programme de déconvolution a été élaboré par R.S. SIMON. Nous nous bornerons à indiquer les grandes lignes du procédé, qui a été décrit en détail par MOLLENAUER (MOL.61, MOL.62).

La fonction réponse du détecteur INa a été déterminée à l'aide de sources radioactives de ^{60}Co et ^{88}Y ayant des transitions pures dans la gamme des énergies moyennes observées en faisceau, et généralisée pour les autres énergies. L'efficacité relative utilisée était celle compilée dans les tables. Le seuil bas a été pris à 480 keV (supérieur au seuil électronique), le seuil haut à 6.7 MeV. La forme des raies (rapport pic/Compton, hauteur relative des pics d'échappement et de retrodiffusion, résolution) est paramétrisée en ajustant une forme calculée aux formes expérimentales obtenues sur des raies d'étalonnage.

En utilisant ces paramètres, on a élaboré la fonction réponse du détecteur qui est représentée par la matrice à 2 dimensions de la distribution des hauteurs d'impulsions expérimentales en fonction des énergies γ.

4 b - Mesure de l'énergie γ totale E_Σ dans le spectromètre somme.

Nous avons éliminé les événements correspondant à des déclenchements des secteurs du cristal somme séparés dans le temps par plus de 500 ns ("sommations retardées" - voir § B.5b) qui auraient pu perturber la partie à haute énergie du spectre délivré par le cristal somme.

Considérant que la fonction de réponse est linéaire sur tout l'intervalle d'énergie -hypothèse couramment posée [KOR.79, AGU.81], on a considéré que l'énergie vraie E_Σ était reliée à l'énergie détectée $\bar{E}$ par la relation $E_\Sigma = \frac{\bar{E}}{\Omega . \frac{\bar{e}}{e}}$ (voir § A.3b).

L'efficacité Ω, qui tient compte de l'angle solide géométrique et de l'efficacité intrinsèque de détection, a été mesurée à l'aide de sources étalon de ^{54}Mn (E_γ = 835 keV) et ^{65}Zn (E_γ=1115.5 keV)et ce, par deux méthodes (spectres directs d'une part, spectres de coïncidences par ailleurs) qui donnent des résultats concordants. Ω varie peu avec l'énergie (et l'on verra par la suite que, dans notre cas, l'énergie moyenne emportée par γ est de l'ordre de 1 MeV). L'efficacité globale des 4 secteurs est égale à 0.80 ± 0.04 (soit 5% d'incertitude) en prenant en considération le seuil électronique puisque, lorsqu'un secteur détecte un nombre y de photons issus d'une même cascade, il intègre leur énergie (pas de valeur seuil).

Le rapport $\frac{\bar{e}}{e}$ (énergie moyenne mesurée divisée par l'énergie réelle du photon considéré) a été mesuré, pour chaque secteur, en fonction d'un seuil en énergie imposée au secteur considéré. Dans notre cas, le seuil en énergie introduit lors du traitement des données étant (0.4 ± 0.1) MeV, on a considéré comme valeur moyenne pour chacun des 4 secteurs, la valeur $\frac{\bar{e}}{e}$ = 0.95 ± 0.05 (soit 5% d'incertitude).

L'étalonnage en énergie de chaque secteur a été réalisé en utilisant diverses sources : mercure 203 (0.279 MeV), Yttrium 88 (0.898 et 1.836 MeV), Cobalt 60 (1.17 et 1.32 MeV) et la sommation des deux énergies pour ces deux dernières sources. Pour compléter cet étalonnage vers les plus hautes valeurs d'énergie γ, on a pris une source de plutonium et de carbone 13 : la réaction $^{13}C(\alpha,n)^{16}O^*$ est accompagnée d'un photon de désexcitation de 6.13 MeV. L'incertitude sur la pente d'étalonnage est au maximum de 7%. En additionnant quadratiquement les incertitudes sur Ω, sur $\frac{\bar{e}}{e}$ et sur la pente d'étalonnage, la précision sur la valeur de E_Σ est de 10%.

Notons qu'on ne peut enlever la contribution des neutrons qui pourraient déclencher le cristal somme et qui contribuent certainement à une distorsion du spectre γ difficile à évaluer. S'il s'agit de neutrons émis lors de la désexcitation statistique du noyau de fusion, donc ayant une énergie de quelques MeV, on peut considérer que leur influence sur les impulsions délivrées par le spectromètre somme est faible (ces neutrons statistiques sont peu absorbés) ; ils peuvent, par chocs sur les éléments plus lourds - INa - réagir par (n, n'γ) : mais l'énergie de ces photons, ne représentant en moyenne qu'une fraction de l'énergie des neutrons incidents, est inférieure à 1 ou 2 MeV).

Quand au bruit de fond γ (radioactivité naturelle, excitation coulombienne...) on a vérifié qu'il ne contribue à déclencher que 1 ou 2 secteurs : notre mode de traitement des données s'en affranchit.

Il est toutefois important de remarquer que nous avons, à postériori, vérifié la linéarité en énergie et la justesse de la valeur E_Σ en retrouvant, à mieux de 10% près, le bilan énergétique de la réaction $^{87}Rb(^{65}Cu, 2n)$, correspondant à une valeur mesurée E_Σ d'une trentaine de MeV (voir chap. V).

La résolution en énergie totale déterminée principalement par l'efficacité totale Ω du cristal somme, s'exprime (§ A.3c) par $\Gamma = 2.35 \times \sigma$.

$$\text{avec} \quad \sigma^2 = \bar{\varepsilon}^2_\gamma \, M\Omega(1-\Omega) = \bar{\varepsilon}_\gamma \, E_\Sigma \, (1 - \Omega)$$

Dans notre cas, avec $\Omega = 0.8$ et $\bar{\varepsilon}_\gamma \sim 1$ MeV : on obtient la relation

$$\Gamma \sim 1.15 \sqrt{E_\Sigma}$$

Ainsi, pour $E_\Sigma = 5$ MeV, $\Gamma \sim 2.6$ MeV (50%)
pour $E_\Sigma = 20$MeV, $\Gamma \sim 5.1$ MeV (25%)
pour $E_\Sigma = 35$MeV, $\Gamma \sim 6.8$ MeV (20%)

On pourrait penser que cette résolution, à priori assez médiocre, entraîne qu'à haut spin (où les événements sont rares) on aurait une contamination d'événements de plus bas spin moyen (qui eux sont abondants). Cependant, on a constaté lors de l'étude des coïncidences entre détecteur INa et cristal somme que les spectres d'énergie de transition délivrés par les INa et associés à des tranches successives de 3 MeV environ en E_Σ, évoluent nettement quand on passe d'une tranche à l'autre.

5 - TRAITEMENT DES DONNEES

Le tableau synoptique II.4 est une représentation schématique des principaux paramètres obtenus lors de l'expérience, à savoir :

- à partir du cristal somme :

  . l'énergie totale gamma E_Σ, et la multiplicité gamma M (fonction de E_Σ)

- à partir des coïncidences entre le cristal somme et les autres détecteurs, on peut avoir accès, à divers paramètres :

* à partir des coïncidences entre cristal somme et Ge(Li)

  . l'identification des noyaux résiduels, en fonction de E_Σ.

* à partir des coïncidences entre cristal somme et INa, et fonction de E_Σ :

  . le spectre d'énergie de transitions γ individuelles (ε_γ)
  . la température nucléaire T après l'émission des γ statistiques.
  . la proportion des γ statistiques (par rapport au nombre total M de γ émis) et donc le nombre n_{stat} de transitions statistiques dans une cascade donnée.

* à partir des coïncidences entre cristal somme et détecteurs de neutrons :

  . le spectre d'énergie des neutrons émis
  . la température nucléaire T_n après l'émission des neutrons - et donc
  . l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron, ε_n.

5a - Elaboration des matrices à 2 dimensions

L'ensemble expérimental utilisé permet le stockage multidimensionnel, et événement par événement, de différents paramètres.

Sous certaines conditions, (voir ci-après) et selon les valeurs des fenêtres en temps Ge(Li)-Σ et temps INa-Σ (voir § 7c et 7d), on élabore des matrices à 2 dimensions : l'une des dimensions est toujours E_Σ ; l'autre est : - soit l'énergie des raies discrètes $E_{Ge(Li)}$
- soit l'énergie des INa, ε_γ
- soit le temps de vol des neutrons

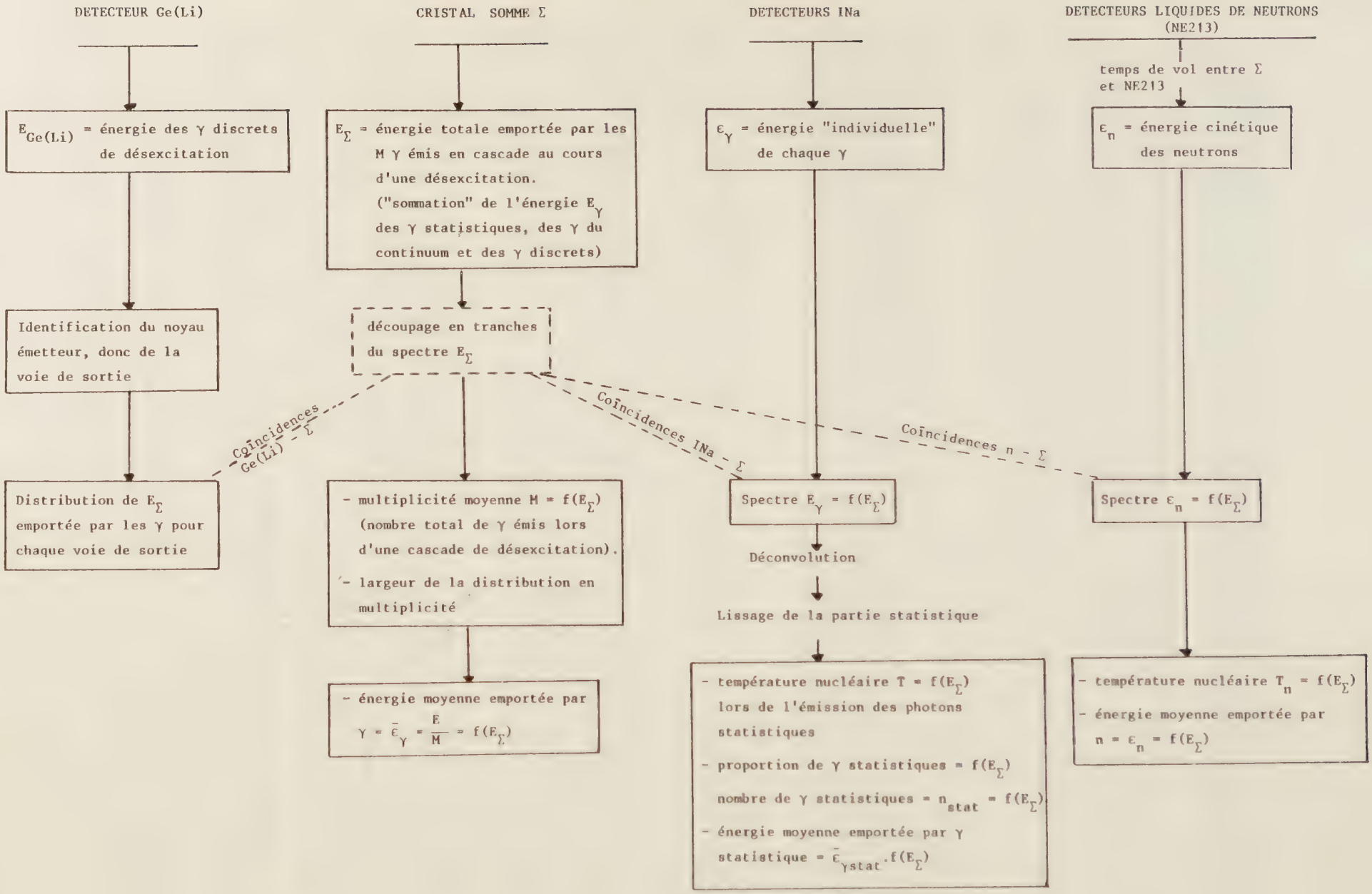


Tableau II.4 : Représentation schématique des principaux paramètres obtenus lors de l'expérience γ-neutrons.

Etant particulièrement intéressés par les événements auxquels est associé un spin assez élevé (c'est le cas des désexcitations de noyaux de fusion), on a éliminé les événements de basse multiplicité (excitation coulombienne, radioactivités induites, réactions de transfert...) : pour cela, on a imposé lors de l'élaboration des matrices la coïncidence entre au moins 3 des 4 secteurs qui constituent le spectromètre somme. De plus, on n'a pris en considération que les événements correspondant à des cas où 3 ou 4 secteurs avaient été déclenchés dans un intervalle de temps inférieur à 500 ns (exclusion des "sommations retardées").

Etant donné la résolution en énergie inhérente au dispositif et/ou à la physique, on a découpé le spectre E_Σ en tranches adjacentes de largeur 4.4 MeV.

Les valeurs des divers paramètres sont calculées pour chacune de ces tranches et seront donc présentées comme des fonctions de E_Σ.

5b - Détermination de la multiplicité et de l'énergie moyenne emportée par γ

Le formalisme employé pour le calcul de la multiplicité est celui exposé précédemment (§ A4.C2), dans lequel le spectromètre est considéré comme un multi-halo. Nous avons de plus déterminé l'écart-type σ de la distribution de multiplicité. Le mode de détermination de M et de σ est résumé sur le tableau synoptique II.5.

Posant dans un premier temps, $\sigma = 0$, nous avons calculé, en fonction de M = 1, 2...40, la probabilité $P_{4p}(M)$, pour qu'un nombre p de secteurs déclenche, parmi les 4 dont on dispose ; il s'agit de 4 secteurs identiques, d'efficacité $\Omega = 0.16$ (compte tenu du seuil en énergie de 0.4 MeV introduit lors du traitement des données) ; p varie de 1 à 4. La valeur f de diffusion Compton entre secteurs est prise égale à 0.08. On note les 4 courbes obtenues $P_{4p}(M)_{\sigma=0}$.

On a supposé que la distribution de multiplicité f(M) d M pouvait être représentée par une gaussienne ; le calcul de la convolution de f(M) d M avec chacune des 4 distributions $P_{4p}(M)_{\sigma=0}$, soit :

$$P_{4p}(M,\sigma) = P_{4p}(M)_{\sigma=0} \; f(M)\, d\, M$$

a été fait pour différentes valeurs d'écart-type, On obtient pour $\sigma = 0$, $\sigma/\bar{M} = 1/6$ et $\sigma/\bar{M} = 1/5$ les courbes présentées sur la figure II.8 ; les distributions P_{42} et P_{41} sont très sensibles aux variations de σ (d'où l'utilisation d'une échelle logarithmique).

Par ailleurs, les probabilités P_{Np} ont été mesurées, en fonction de l'énergie γ somme, par tranches successives d'environ 4 MeV de large, par le rapport n(p)/n(1)+n(2)+n(3)+n(4) du nombre d'événements qui a fait déclencher simultanément (et en moins de 500 ns) un nombre p (p = 1,2...4) de secteurs, sur le nombre d'événements total (le nombre n(o) étant complètement négligeable dans tous les cas). Une procédure de moindres carrés permet alors de déterminer $\bar{M}$ et σ.

Pour le calcul de l'incertitude ΔM, on a pris en considération :
- l'incertitude sur l'efficacité de chaque secteur, soit $\Omega = 0.16 \pm 0.01$, ce qui implique une incertitude sur M de l'ordre de 7%.
- l'incertitude liée au nombre de coups : cette incertitude est négligeable pour les valeurs moyennes d'énergie somme (pour lesquelles le nombre de coups est très élevé), mais atteint quelques % pour $E_\Sigma \sim 35$ MeV (nombre de coups plus faible).
- l'incertitude liée au facteur f est négligeable.

L'énergie moyenne emportée par γ, $\bar{\varepsilon}_\gamma$ est calculée à travers la relation : $\bar{\varepsilon}_\gamma = \dfrac{E_\Sigma}{M}$.

En effet, il est difficile d'extraire $\bar{\varepsilon}_\gamma$ à partir de la détermination du centroïde des spectres de transitions individuelles délivrés par les INa : l'influence du seuil de 0.48MeV introduit lors de leur déconvolution ne peut être corrigée précisément.

TABLEAU II.5 : CALCUL DE LA MULTIPLICITE M A PARTIR DES IMPULSIONS DELIVREES PAR LE CRISTAL SOMME Σ

Conditions : - pas de "sommations retardées" dans le cristal somme
- seuil en énergie de 0.4 MeV sur chaque secteur du cristal somme
- sélection en temps Ge(Li)-cristal somme

↓

Comptabilisation (pour chaque tranche de E_Σ), de

n(p) = nombre d'événements ayant entrainé le déclenchement de p secteurs, avec p = 1 à 4

↓

d'où (pour chaque tranche de E_Σ), les valeurs des rapports

$$P_{4p} = \frac{n(p)}{n(1) + n(2) + n(3) + n(4)} \qquad \text{avec } p = 1 \text{ à } 4$$

= probabilité pour que p secteurs fusent lors d'un événement (désexcitation) conduisant à l'émission d'une cascade de M γ

↓

détermination (pour chaque tranche de E_Σ) de la valeur σ qui conduit à une même valeur M. La valeur moyenne $\overline{M}$ sera égale à M + 1 (pour tenir compte de la coïncidence entre Ge(Li) et cristal somme)

↑

Calcul de $P_{4p}(M,\sigma) = \int P_{4p}(M)_{\sigma=0}\, f(M)\, dM$ pour p = 1 à 4

où $f(M)dM = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(M-m)^2}{2\sigma^2}\right)$ avec $\sigma = 0, \frac{M}{6}$ et $\frac{M}{5}$ et m = 0

$$P_{4p}(M)_{\sigma=0} = \sum_{i=0}^{M} P_{4p}(M+i)_{\sigma=0} \binom{M}{i} f^i (1-f)^{M-i}$$

$$P_{4p}(M+i)_{\sigma=0} = \binom{4}{p} \sum_{n=0}^{p} (-1)^{p+n} \binom{p}{n} \left\{1 - (4-n)\Omega\right\}^{M+i}$$

avec f = 0.08 et Ω = 0.16

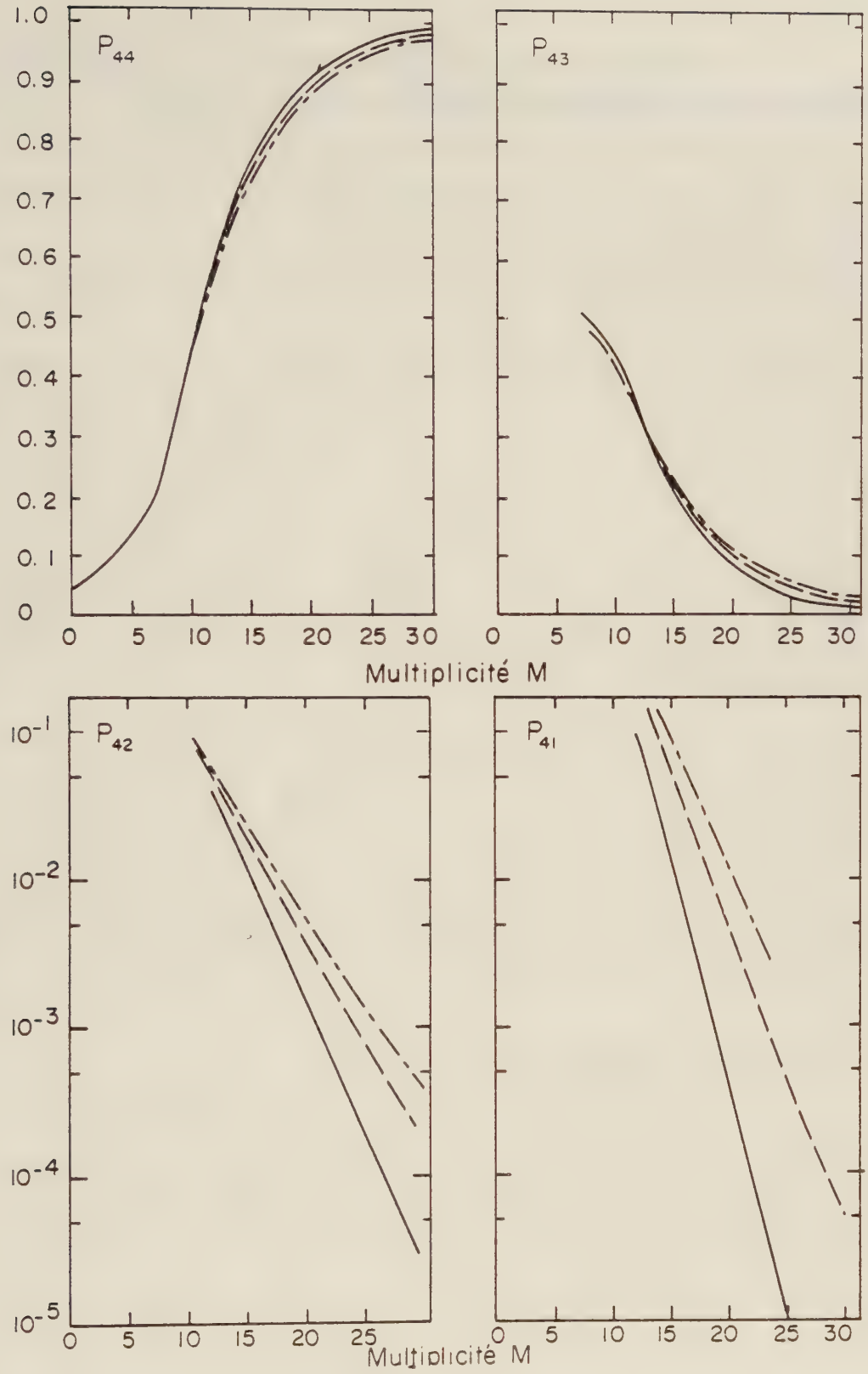


Fig. II.8 : Probabilité P_{4p} (M,σ) pour qu'un nombre p de secteurs déclenche (parmi les 4 secteurs dont on dispose) selon la valeur M de la multiplicité.

—— écart-type σ = 0
---- σ = M/6
-.-.- σ = M/5

5c. Coïncidences entre le spectromètre somme Σ et le détecteur Ge(Li)

Les demandes de coïncidence entre le cristal somme Σ et le détecteur Ge(Li) ont un double but :

- procurer un signal temps $t_{Ge(Li)-\Sigma}$ pour séparer grossièrement les noyaux résiduels selon leur période en utilisant d'éventuels états isomériques.

- obtenir ensuite, par l'intermédiaire d'une sélection sur le spectre discret $E_{Ge(Li)}$, le spectre somme $E_{\Sigma i}$ associé à chaque noyau résiduel, c'est-à-dire à chaque voie de sortie i.

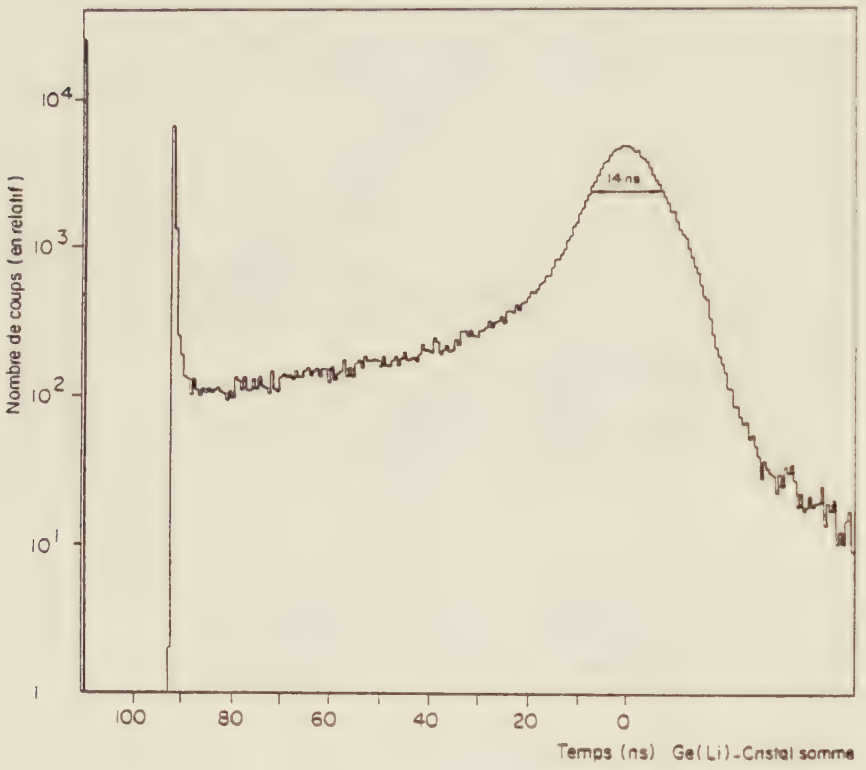


Fig. II.9 : Spectre de coïncidences en temps entre spectromètre somme et détecteur Ge(Li).

On peut trier grossièrement les événements suivant le temps qui sépare l'émission, par un noyau donné, des γ du continuum - émis en moins de 10^{-12}s environ - des γ discrets : en effet, certains de ces niveaux discrets - états isomériques ont une période mesurable, allant, selon le noyau concerné, de la nanoseconde jusqu'à des temps beaucoup plus longs (niveaux métastables).

Un spectre typique du nombre d'événements en fonction du temps GeLi-Σ est donné sur la figure II.9. La résolution en temps (14ns) a permis de séparer les événements en deux ou trois groupes (selon le système étudié) : fenêtre temps "rapide", "retardé", ou "très retardé". L'intérêt d'une telle sélection sera explicité au chap.III.

Pour chaque fenêtre en temps Ge(Li)-Σ, on a établi la matrice $E_\Sigma \times E_{Ge(Li)}$. On met sur le spectre discret $E_{Ge(Li)}$ une fenêtre sur les raies correspondant aux photons discrets émis par le noyau résiduel, et on soustrait un bruit de fond en positionnant, le plus près possible de chaque raie, une fenêtre de même largeur que la raie ; la projection sur l'axe $E_{\Sigma i}$ des événements ainsi sélectionnés représente la distribution de l'énergie somme emportée par les photons lors de la désexcitation du noyai résiduel i choisi (à l'énergie près du photon pris pour la fenêtre).

Ces distributions, qui représentent la répartition de l'énergie somme en fonction de chaque voie de sortie sont présentées en unités arbitraires, mais sont comparables entre elles. En effet, pour chaque noyau résiduel, on a eu soin de choisir la raie γ la plus intense qui correspond à la transition proche de (ou aboutissant à) l'état fondamental du noyau, transition qui est en général d'intensité 100% ; de plus, comme le spin de cet état est faible, on peut négliger sa population par alimentation directe ("side feeding") qui, lors de réactions nucléaires par bombardement d'ions lourds, peuplent surtout les états de haut spin, les particules évaporées par les noyaux de fusion emportant peu de moment angulaire). De plus, on a tenu compte de l'efficacité relative du détecteur Ge(Li) selon l'énergie de la raie γ considérée. En comparant entre elles les différentes voies de sortie (comparaison des intensités normalisées des raies γ discrètes caractéristiques, après leur intégration sur le temps Ge(Li) - Σ), on peut accéder aux ordres de grandeurs des sections efficaces relatives.

5d. Coïncidences entre le spectromètre somme et les détecteurs INa

Le tableau synoptique II.6 résume les techniques de dépouillement se rattachant aux informations délivrées par les INa.

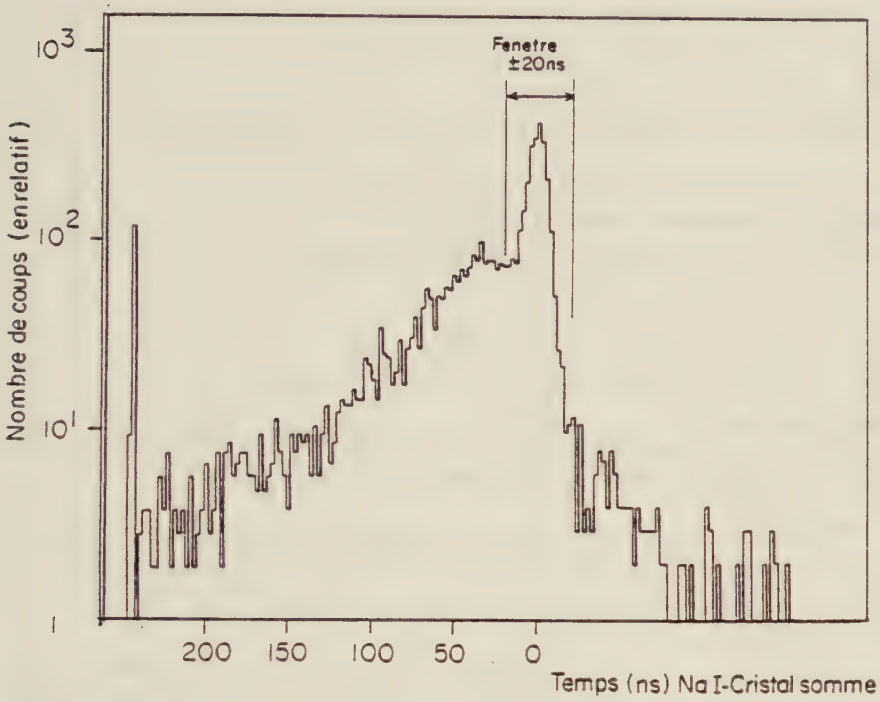


Fig. II.10 : Spectre de coïncidences en temps entre spectromètre somme et détecteur INa.

Les événements dus à la détection de neutrons par le INa étaient séparés de ceux dus aux photons par une mesure de temps de vol entre cristal somme et INa. Le spectre en temps type est montré figure II.10, la résolution en temps est de 10 ns ; on a sélectionné le pic sur une largeur de ± 20 ns - ce qui est une sélection correcte, comparée à d'autres auteurs (SIE.81).

Le lissage de la partie haute énergie (ε_γ > 2.6 MeV) de chaque spectre d'énergie de transition a été réalisé après déconvolution des spectres, suivant l'expression (SIE.81, HJO.81) :

$$N_{stat}(\varepsilon_\gamma) = N_o\ \varepsilon_\gamma^{\,3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_\gamma}{T}\right)$$

qui représente la distribution en intensité des photons statistiques (les INa étant à 0°, l'effet Doppler distord légèrement les spectres, mais cette distorsion peut être négligée dans notre cas : le rapport $\frac{v}{c}$ étant ∿ 2%, $\frac{\Delta\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma}$ ∿ 2% soit $\Delta\varepsilon_\gamma$ = 40 keV à ε_γ = 2 MeV). On accède ainsi, en fonction de E_Σ, à la valeur T^{ε_γ} de la température nucléaire du noyau résiduel après l'émission des photons statistiques; le calcul de l'énergie moyenne de ces transitions statistiques, $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ conduit à $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ = 4 T.

On peut extraire la proportion de rayonnement statistique dans tout le spectre en faisant le rapport des aires de la courbe $N_{stat}(\varepsilon_\gamma)$ et de la courbe expérimentale globale $N(\varepsilon_\gamma)$.

5e. Coïncidences entre spectromètre somme et détecteurs de neutrons

Sur la figure II.11 est reporté un spectre de temps de vol après discrimination γ/neutron où la partie (a) correspond aux événements non marqués (γ) et la partie (b) aux événements marqués comme résultant de la détection de neutrons. Le seuil du monocanal après le CTA de discrimination a été réglé de telle sorte qu'il n'y ait pas de pertes d'événements "neutron" quitte à laisser subsister un petit pic dû à des photons "résiduels" visible sur la droite de la fig. 11b. A gauche du pic principal γ de la fig.11a, on observe la détection différée de photons provenant de captures (n,γ). Le pic γ,

Calcul à partir des coïncidences INa - cristal somme Σ

- de la température nucléaire (T)
- de l'énergie moyenne emportée par les photons statistiques ($\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$)
- de la proportion de photons statistiques ($\%_{\gamma stat}$)

} en fonction de l'énergie totale emportée par γ, E_Σ

Conditions : - qu'au moins 3 secteurs du cristal Σ aient déclenché
- pas de sommations retardées dans le cristal Σ
- élimination des neutrons dans les INa (par sélection en temps NaI-Σ)
- sélection en temps Ge(Li)-Σ
- on considère les spectres délivrés par les 2 INa (après ajustage des gains en ε_γ)

↓

On considère la matrice $\varepsilon_\gamma - E_\Sigma$

↓

Le spectre E_Σ est divisé en 11 tranches (de 4 .4 MeV).
Par projection, on obtient les spectres INa (appelés spectres ε_γ) correspondant à chaque tranche de E_Σ (figure)

↓

Déconvolution de chaque spectre ε_γ
(avec seuil de 0.48 MeV sur ε_γ : cf. figure II.3)

↓

Lissage de la partie statistique de chaque spectre ε_γ avec la fonction

$$N(\varepsilon_\gamma)d\varepsilon_\gamma = N_o\ \varepsilon_\gamma^3\ e^{-\frac{\varepsilon_\gamma}{T}}\ d\varepsilon_\gamma$$

⟹ Température nucléaire T lors de l'émission des photons statistiques

⟹ Energie moyenne emportée par les photons statistiques, $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ (centroïde du spectre statistique)

⟹ Proportion des photons statistiques par rapport au nombre total M de photons émis, $\%_{\gamma stat}$ (rapport des surfaces du spectre statistique et du spectre total ε_γ)

TABLEAU II.6

Tableau synoptique présentant le mode d'obtention de divers paramètres des coïncidences entre spectromètre somme Σ et détecteurs INa.

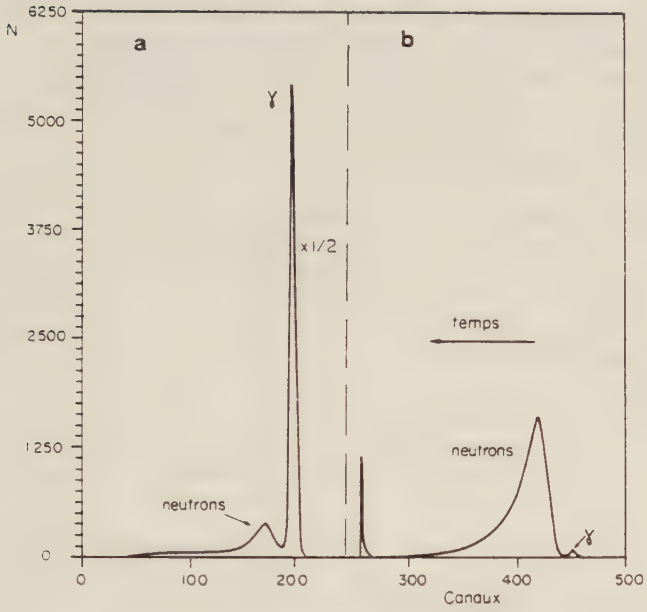


Fig. II.11 : Spectre de temps de vol des rayonnements γ (a) et des neutrons (b) après leur discrimination.

parfaitement défini, de cette partie (a), après translation de 256 canaux et correction du temps de vol des photons (3.34 ns/m) sert de référence pour la détermination du temps de vol zéro dans le spectre de neutrons 11b. La correspondance canal-temps est de 78 canaux pour 100 ns. La largeur à mi-hauteur du pic γ est de 7 ns.

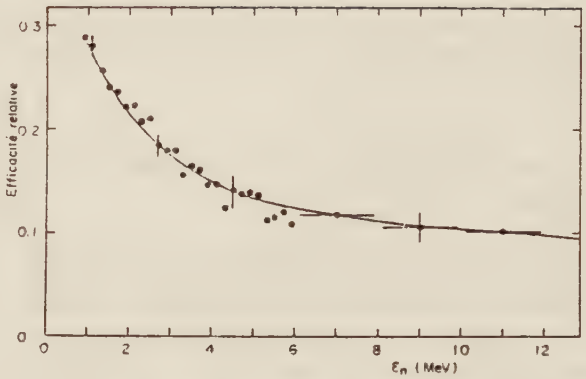


Fig. II.12 : Courbe d'efficacité relative des détecteurs NE 213 dans les conditions de l'expérience, en fonction de l'énergie ε_n des neutrons détectés.

Le spectre brut d'énergie E des neutrons, dans le système du laboratoire dérive du spectre de temps de vol par la conversion.

$$TV\ (ns) = 0.723\ \frac{D(cm)}{\sqrt{E(MeV)}}$$

dans l'approximation non relativiste. La base de temps de vol était de D = 151 cm. Un programme de conversion à pas constant d'énergie a été réalisé avec M. Givort. Le spectre brut d'énergie doit être corrigé de l'efficacité de détection des neutrons par les scintillateurs en fonction de leur énergie. Nous avons déterminé la courbe d'efficacité relative (cf figure II.12) dans les conditions de notre expérience en comparant le spectre de neutrons émis par une source de californium 252 $N_{cf}(E)$ à une distribution de Maxwell-Boltzmann $N_M(E)$, proportionnelle à $E^{1/2}\ \exp(-E/T)$, avec T = 1,47 MeV (température qui représente correctement le spectre réel de neutrons [BER78]. La courbe d'efficacité, $N_{cf}(E)/N_M(E)$, est bien reproduite (à un facteur près) par une somme de deux exponentielles :

$$0.250\ \exp(-0.517\ E) + 0.132\ \exp(-0.0244\ E)$$

ce qui permet le calcul des corrections d'efficacité à partir d'un seuil inférieur $E \gtrsim 1MeV$ (aux énergies plus faibles, la courbe d'efficacité réelle chute et n'est donc pas reproduite par la formule précédente) et jusqu'à 12 MeV. Cette courbe d'efficacité relative est en bon accord avec celle obtenue par M. DROS [DRO78] pour un seuil voisin de détection.

La source de ^{252}Cf a été utilisée pour apprécier l'importance du bruit de fond dû aux neutrons diffusés. Il a été mesuré en occultant le détecteur NE213 central par un tronc de cône de plexiglass de longueur 1 mètre mais qui laisse la source visible par les deux détecteurs latéraux. Ce bruit de fond sur le détecteur central est de l'ordre de 5% et conduit à un spectre effectivement adouci par rapport aux spectres normaux. Etant donné son faible niveau, aucune correction n'a été apportée aux spectres expérimentaux.

Pour le passage dans le système du centre de masse, des calculs cinématiques ont été réalisés. Si v_n et $\bar{v}_n$ sont respectivement les vitesses du neutron dans le laboratoire et dans le système du centre de masse, si V_R est la vitesse de recul du noyau de fusion, les valeurs scalaires de ces vitesses sont reliées par la relation cinématique

$$\bar{v}_n^{\,2} = v_n^{\,2} + V_R^{\,2} - 2 v_n V_R \cos\theta$$

où θ est l'angle d'émission du neutron dans le système du laboratoire.

Pour le détecteur central, θ est au maximum de 3°, ce qui permet de faire l'approximation de la composition linéaire des vitesses ; alors

$$\bar{v}_n = v_n - V_R$$

Cette approximation a été étendue aux deux détecteurs latéraux pour lesquels $\cos\theta_{moyen}(7°) = 0.993$.

Les spectres du détecteur central et des 2 latéraux ont été traités séparément. La comparaison n'ayant fait ressortir aucune différence significative, on a en définitive sommé et traité globalement les informations des 3 détecteurs.

Le lissage de chaque spectre à l'aide de la relation $N_o \varepsilon_n^{1/2} \exp(-\frac{\varepsilon_n}{T_n})$ (voir note) a conduit à la détermination de la température nucléaire qu'a le noyau après émission d'un nombre moyen de neutrons. Le centroïde de l'aire définie par cette courbe représente l'énergie cinétique emportée par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$, et est reliée à la température par $\bar{\varepsilon}_n = 1.5\ T_n$.

6 - TEST DES VALEURS EXPERIMENTALES D'ENERGIE γ TOTALE E_Σ ET DE MULTIPLICITE M

Le système ^{40}Ar (185 MeV) + ^{124}Sn, étudié par diverses techniques (KOR.79, HIL.79, AGU.81) a servi de référence pour tester des valeurs d'énergie γ totale E_Σ et de multiplicité M.

Nos distributions, en valeur relative, de l'énergie γ totale, sont tout à fait comparables à celles présentées par Körner et al. (KOR.79), qu'il s'agisse de la distribution globale ou des distributions correspondant à chaque voie de sortie xn. Les valeurs absolues E_Σ correspondant au centroïde de chaque distribution 6, 5 et 4n sont les mêmes, à mieux que 4% près.

La distribution, en valeur absolue, de la multiplicité M en fonction de E_Σ a été comparée aux résultats antérieurs de Körner et al. (KOR.79), (utilisant le rapport coïncidences/directs entre un détecteur INa placé à 0° par rapport à la direction du faisceau et chaque tranche du spectre E_Σ délivré par un spectromètre somme); les deux distributions sont en bon accord.

Note : Si, en moyenne, un seul neutron est évaporé, le spectre d'émission est un spectre Maxwellien [WEI37] avec 1 comme exposant du terme (préexponentiel) ε_n. Par contre, si une cascade de neutrons est émise, LECOUTEUR et LANG ont montré [LEC59] que l'exposant vaut 0.45 - ce que l'on peut approximer par la valeur 0.5 [YOU81].

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - NOYAU DE FUSION ^{150}Gd

1. SYSTEME $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$

a) Sections efficaces de résidus d'évaporation.

Sur la figure III.1 sont présentées les valeurs de section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ en fonction de l'angle θ de détection, et ce, pour 6 valeurs d'énergie incidente. Les distributions $d\sigma/d\Omega$ sont d'autant plus larges que l'énergie incidente est grande - signe que la dispersion angulaire des noyaux résiduels due à l'évaporation d'un plus grand nombre de nucléons, l'emporte sur la concentration vers 0° due à la vitesse de recul.

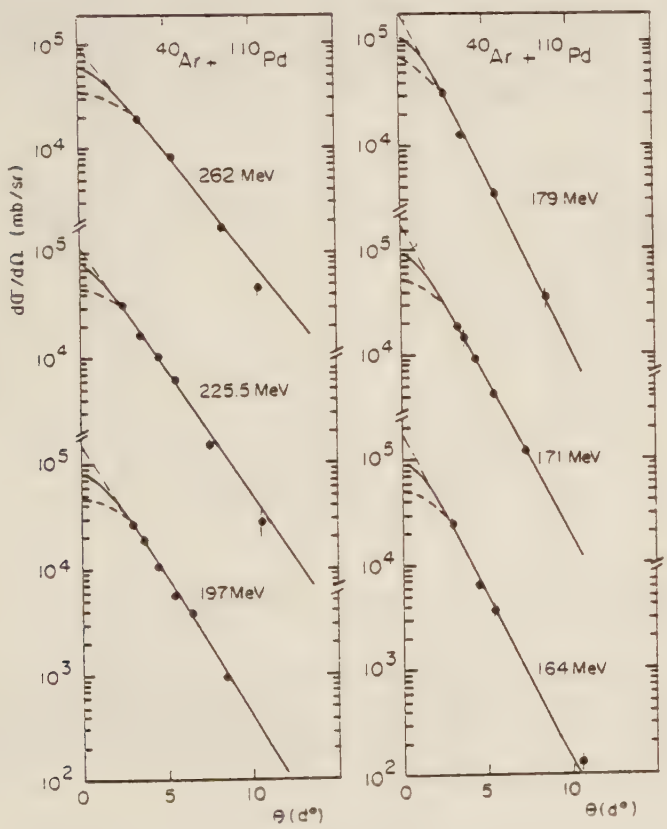


Fig. III.1: Distribution de la section efficace $d\sigma/d\Omega$ de résidus d'évaporation du noyau de fusion complète en fonction de θ_{lab} : système $^{40}Ar + ^{110}Pd$ formé à diverses énergies incidentes.

Pour chaque valeur d'énergie, l'intégration de ces distributions nécessite l'extrapolation vers zéro degré, ce qui a été réalisé à l'aide d'une courbe parabolique, de même forme que celle utilisée par d'autres auteurs (GAU.75b, AGA.76). La limite supérieure de $d\sigma/d\Omega$ est donnée par une extrapolation exponentielle. L'incertitude maximum attribuée à la partie extrapolée de la section efficace correspond donc à la différence entre ces 2 courbes (exponentielle et parabole). En soustrayant cette valeur d'incertitude de la courbe parabolique, on déduit la courbe correspondant à la valeur limite inférieure de $d\sigma/d\Omega$ (en pointillés épais sur la figure III.1). L'incertitude due au nombre de coups joue un rôle négligeable.

Les valeurs absolues de section efficace différentielle ont été calculées d'une part par rapport au nombre de charges moyennes qui ont traversé la cible, d'autre part, en prenant comme référence la diffusion élastique :

E_{lab} (MeV)	$\bar{E}_{cm}$ (MeV)	E* (MeV)	σ_{RE_I} (mb) (valeur mesurée)	$\sigma_{RE_{II}}$ (mb) (valeur extrapolée)	σ_{RE} (mb) = $\sigma_{RE\,I} + \sigma_{RE\,II}$	σ_F (mb)	σ_{FC} (mb) = $\sigma_{RE} + \sigma_F$
164 ± 1	120	72.5 ± 0.7	390	250	640 ± 75	3.2 ± 1.4	643 ± 75
171 ± 1	125.5	78 ± 0.7	430	260	690 ± 100	26 ± 5	716 ± 105
179 ± 1	131	83.5 ± 0.7	412	288	700 ± 145	70 ± 15	770 ± 160
197 ± 1.2	144.5	97 ± 0.9	524	235	760 ± 85	290 ± 40	1050 ± 125
225.5 ± 1.5	165.5	118 ± 1.1	538	171	710 ± 75	380 ± 40	1090 ± 115
262 ± 1.5	192	144.5 ± 1.1	550	115	665 ± 70	610 ± 60	1275 ± 130

Tableau III.1 : Résultats relatifs aux sections efficaces de fusion complète (σ_{F_c}) pour le système $^{40}Ar+^{110}Pd$. On distingue, pour les valeurs de section efficace de résidus d'évaporation σ_{RE} la partie mesurée ($\sigma_{RE\,I}$) entre 2.5° et 11°, et la partie extrapolée ($\sigma_{RE\,II}$) entre 0° et 2.5°. Les valeurs de section efficace de fission sont notées σ_F.

ces deux méthodes sont en bon accord (moins de 5% de différence sur $d\sigma/d\Omega$). On a reporté dans le tableau III.1 la valeur des sections efficaces σ_{RE} obtenues après intégration, en distinguant la partie mesurée ($\sigma_{RE\,I}$) et la partie extrapolée ($\sigma_{RE\,II}$) : $\sigma_{RE} = \sigma_{RE\,I} + \sigma_{RE\,II}$. Les erreurs sur σ_{RE} sont estimées d'après l'importance relative de ces deux contributions. Les valeurs σ_{RE} sont cohérentes avec celles mesurées par Britt et al. (BRI76), et par Gauvin et al. (GAU.75) pour des systèmes voisins.

Sur la figure III.2, on peut constater que la somme des sections efficaces d'évaporation de particules, $\sigma_{xn} + \sigma_{pxn} + \sigma_{\alpha xn}$, mesurées précédemment par Della Negra et al. (DELL.77), à l'aide de techniques d'activation, concorde parfaitement, dans la région de recouvrement (160-200 MeV), avec les valeurs σ_{RE} obtenues ici. Cela indique que les voies de désexcitation qui n'ont pu être mesurées par la méthode d'activation et de comptage hors ligne (DELL.77) constituent une très faible partie de la section efficace σ_{RE}.

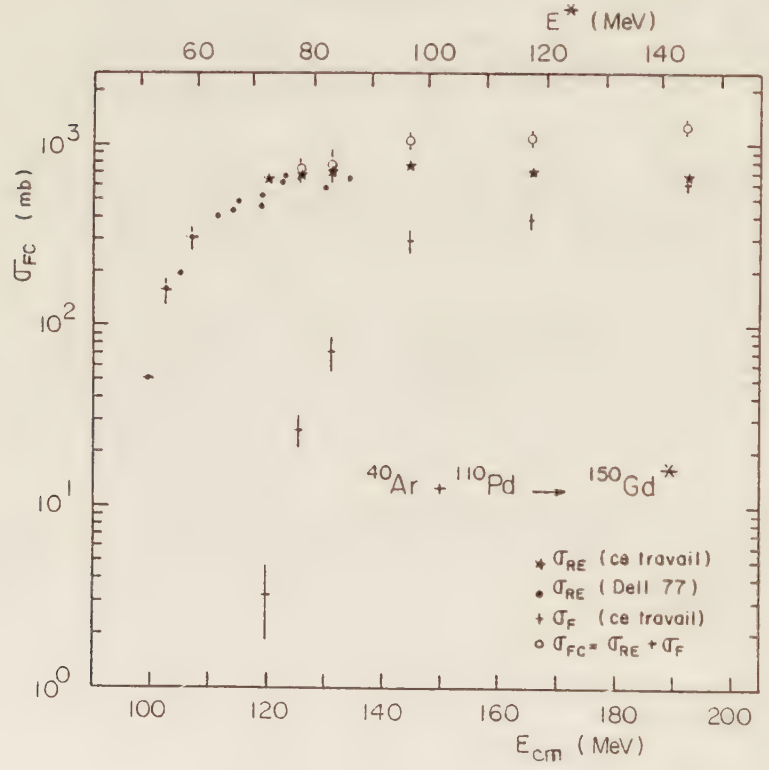


Fig.III.2 : Fonctions d'excitation de résidus d'évaporation (RE) et de fission (F) pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd$. On a également reporté sur cette figure, présentée dans la référence CAB.80, les sections efficaces de fusion complète $\sigma_{FC} = \sigma_{RE} + \sigma_F$.

b) Sections efficaces de fission.

Les valeurs expérimentales de sections efficaces de fission sont présentées dans le tableau III.1 et sur la figure III.2.

A basse énergie, la principale cause d'incertitude est due au très faible nombre de coups. Par contre, à 226 MeV, elle est due à la séparation délicate dans le plan ΔE-E, entre fragments de fission et événements de transfert très inélastique (le creux relativement faible qui subsistait entre les deux régions correspondantes a été utilisé comme ligne de séparation). De plus, quelle que soit l'énergie incidente, s'ajoutent, dus à la définition angulaire, 8% d'incertitude qui se rattachent au calcul de section efficace différentielle de diffusion élastique (référence de valeur absolue de section efficace).

c) Etude du rayonnement gamma émis à E_{lab} = 158 MeV.

A l'aide du spectromètre somme et des détecteurs associés, la détection des rayonnements électromagnétiques a été réalisée, compte tenu de l'épaisseur de la cible, et de son inclinaison sur le faisceau, pour une plage d'énergie incidente $151.5 < E_{lab} < 164.5$ MeV : à l'énergie d'excitation correspondante, de (68.5±5)MeV, les réactions (Ar, xn) sont prédominantes ; les sections efficaces d'émission de 4 et 5 neutrons sont identiques (environ 160mb) et la section efficace (Ar, 3n) est maximale (environ 45mb).

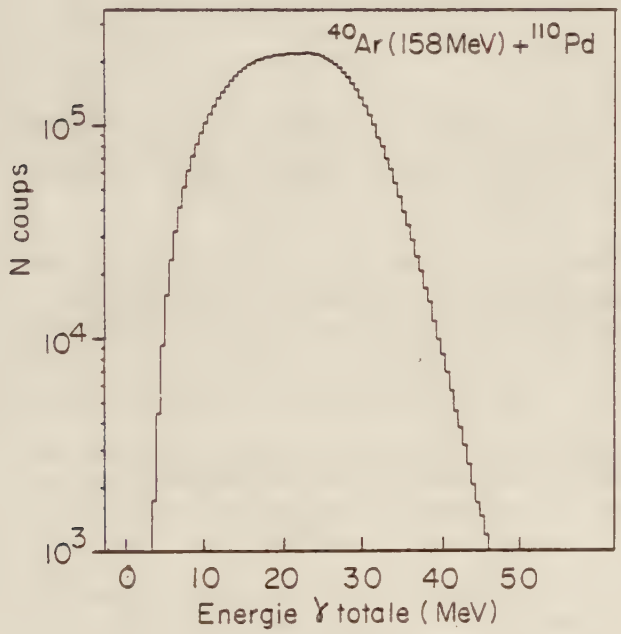


Fig. III.3 : Spectre de distribution (en unités arbitraires) de l'énergie totale de la cascade γ, E_Σ (en MeV) pour le système ^{40}Ar(158MeV) + ^{110}Pd-^{150}Gd*. Le spectre correspond à la fenêtre en temps Ge(Li) - Spectromètre somme compris entre 0 et ± 25 ns (voir figure II.9).

c1. Distribution de l'énergie totale emportée par γ, E_Σ

Le spectre d'énergie totale de la cascade γ obtenu en additionnant les énergies enregistrées par chacun des 4 secteurs du spectromètre somme (avec la condition, discutée au chapitre II.7a, qu'au moins 3 de ces 4 secteurs aient été déclenchés) est reporté sur la figure III.3. Le centroïde du spectre se situe à 19.4 MeV, valeur qui représente donc l'énergie moyenne emportée globalement par rayonnement électromagnétique pour la réaction étudiée.

Les valeurs de chaque paramètre étudié dans cette expérience (multiplicité moyenne, température nucléaire etc...) ont été mesurées en coïncidences avec chaque tranche W du spectre E_Σ et sont donc obtenues par projection de matrices à deux dimensions. Les tranches ont été choisies de 4.4 MeV de large (sauf la première, qui couvre l'intervalle W_1 = [0, 2.4MeV[); ainsi à la tranche W_2 correspond l'intervalle [2.4, 6.8MeV[, etc...

C2. Distribution de la multiplicité γ totale moyenne M en fonction de E_Σ.

Les valeurs de multiplicité moyenne, M, fonction de E_Σ, sont rassemblées dans le tableau III.2.

TABLEAU III.2 : Ensemble des résultats relatifs aux caractéristiques d'émission électromagnétique pour le système $^{40}Ar(158\ MeV) + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$.

N° de tranche	E_Σ (MeV)	M	$\bar{\varepsilon}_\gamma = \frac{E_\Sigma}{M}$ (MeV)	T (MeV)	$\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ (MeV) $= 4\,T$	% $_{stat}$	$n_{stat} = M \times \%_{\gamma stat}$	$n_{stat} . \bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$
W1	1.6 ± 0.2	2.4 ± 0.1						
W2	5.1 ± 0.5	4.4 ± 0.3	1.15 ± 0.14					
W3	8.9 ± 0.9	8.4 ± 0.5	1.05 ± 0.12	0.61 ± 0.05	2.45 ± 0.2	23 $^{+5}_{-6}$	1.9 ± 0.5	4.7 $^{+0.6}_{-1.2}$
W4	13.2 ± 1.3	12.5 ± 0.9	1.05 ± 0.13	0.58 ± 0.04	2.3 ± 0.2	26 $^{+3}_{-10}$	3.2 $^{+0.4}_{-0.9}$	7.4 $^{+0.7}_{-2.5}$
W5	17.6 ± 1.8	17.6 $^{+1.2}_{-1.0}$	1.00 ± 0.12	0.59 ± 0.04	2.35 ± 0.2	21.5 $^{+6.5}_{-9.5}$	3.8 $^{+1.1}_{-1.7}$	9.0 ± 1.7
W6	22.0 ± 2.2	22.6 $^{+1.7}_{-1.4}$	0.97 ± 0.12	0.57 ± 0.06	2.3 ± 0.3	18 $^{+8}_{-7}$	4.1 $^{+1.7}_{-1.6}$	9.4 ± 2.5
W7	26.3 ± 2.6	26.7 $^{+2.0}_{-1.6}$	0.99 ± 0.12	0.53 ± 0.05	2.1 ± 0.3	18 $^{+4}_{-6}$	4.7 $^{+1.2}_{-1.5}$	9.9 $^{+2}_{-3.2}$
W8	30.6 ± 3.1	28.6 $^{+2.1}_{-1.7}$	1.07 ± 0.13	0.47 ± 0.05	1.9 ± 0.3			
W9	34.9 ± 3.5	29.2 $^{+2.4}_{-1.7}$	1.20 ± 0.16					
valeur moyenne	19.4 ± 2.0	19.5 ± 1.5	1.00 ± 0.15	0.58 ± 0.04	2.3 ± 0.2	22 ± 6	4.3 ± 1.2	

Clés du tableau III.2

E_Σ = énergie totale moyenne de la cascade γ (au centroïde de chaque tranche W)
M = multiplicité totale moyenne
$\bar{\varepsilon}_\gamma$ = énergie γ moyenne par transition
T = température nucléaire après l'émission des γ statistiques
$\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ = énergie γ moyenne emportée par transition statistique
% stat = pourcentage moyen de γ statistiques dans une cascade
n_{stat} = nombre moyen de γ statistiques lors d'une cascade de Mγ

- Les largeurs de distribution en multiplicité ont été déterminées, selon la méthode exposée au chapitre II (paragraphe a4.c) : la valeur de l'écart-type σ a été trouvée, avec une précision meilleure que 15%, égale à 0.17 x M - et ce, quelle que soit la tranche E_Σ. La largeur de distribution est donc de 40%.

Comme on peut le voir sur la figure III.4, il existe une forte corrélation entre M et E_Σ ; cela implique une forte dépendance du moment angulaire J vis-à-vis de l'énergie γ totale E_γ. Pour les valeurs E_Σ allant de 25 à 40 MeV, la pente de la courbe $M = f(E_\Sigma)$ devient plus faible : des effets expérimentaux peuvent en effet intervenir dans cette région où la statistique est faible (si l'efficacité du spectromètre somme était de 100%, on détecterait l'ensemble des M gamma émis lors d'une cascade : sa résolution serait une fonction delta ; puisque son efficacité est inférieure à 100% (∿0.8), sa résolution a l'allure d'une distribution de Bernouilli (voir chap. II) ; aux valeurs les plus élevées de E_Σ, il correspond un faible nombre d'événements : la multiplicité qu'on leur attribue est donc modifiée par celle (moins élevée) des événements(relativement plus nombreux) correspondant à une valeur E_Σ immédiatement inférieure).

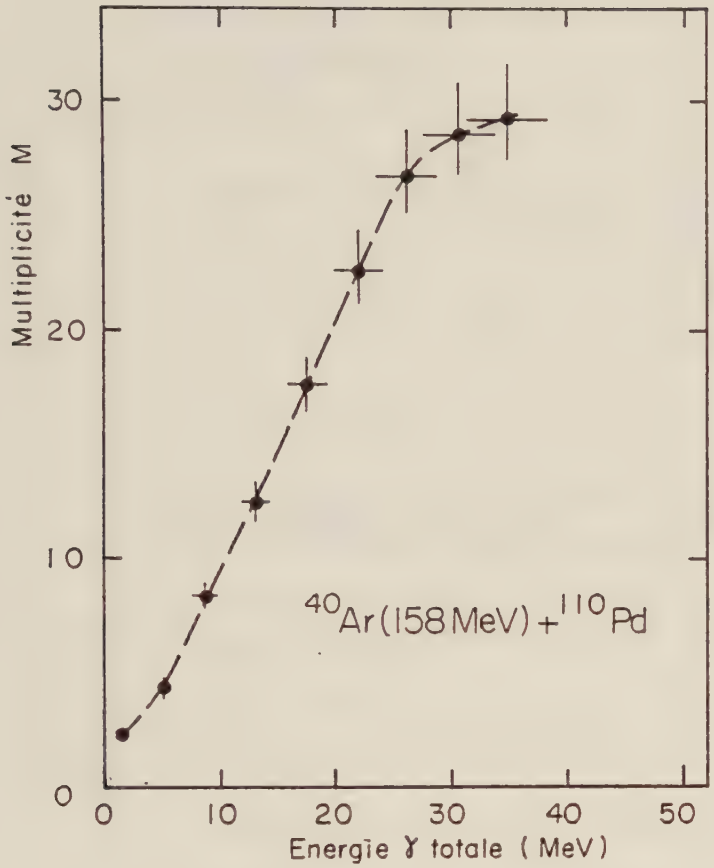
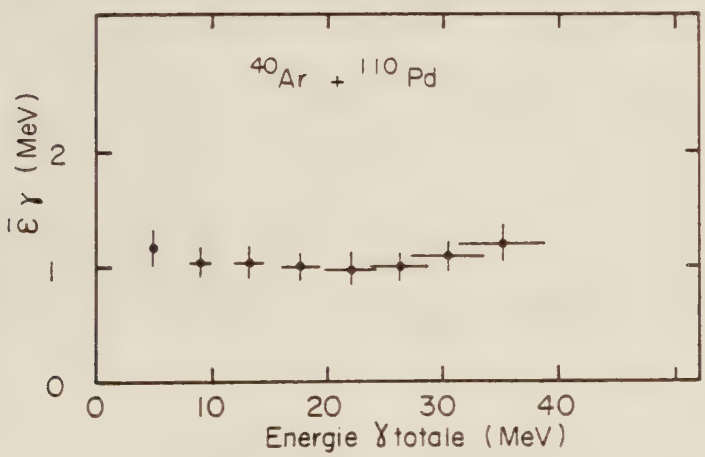


Fig. III.4 : Evolution de la multiplicité moyenne M en fonction de E_Σ, énergie totale de la cascade γ, pour le système $^{40}Ar(158MeV)+^{110}Pd$. Les incertitudes sur M et E ont été estimées comme expliqué au chapitre II.

- Distribution de $\bar{\varepsilon}_\gamma$, énergie moyenne emportée par transition γ, en fonction de E_Σ.

Des rapports E_Σ/M, on tire les valeurs d'énergie $\bar{\varepsilon}_\gamma$ qu'emporte en moyenne chacun de ces M photons. On ne peut extraire une corrélation nette entre $\bar{\varepsilon}_\gamma$ et E_Σ : les valeurs $\bar{\varepsilon}_\gamma$ se regroupent autour de (1.0 ± 0.15)MeV (figure III.5).



Les résultats, obtenus pour un noyau ^{150}Gd formé à une énergie d'excitation de(68.5±5)MeV, (compte tenu de l'épaisseur de la cible), sont comparables à ceux obtenus à partir des spectres d'énergie des transitions γ individuelles par Hillis et al. [HIL.79], ($\bar{\varepsilon}_\gamma$=1.05 ± 0.1MeV) pour un noyau ^{164}Er formé à une énergie d'excitation de 60 MeV par $^{40}Ar + ^{124}Sn$.

Fig. III.5 : Evolution, en fonction de l'énergie totale évacuée par gamma, E_Σ, de l'énergie moyenne emportée par transition γ et calculée par le rapport $\bar{\varepsilon}_\gamma = \frac{E_\Sigma}{M}$.

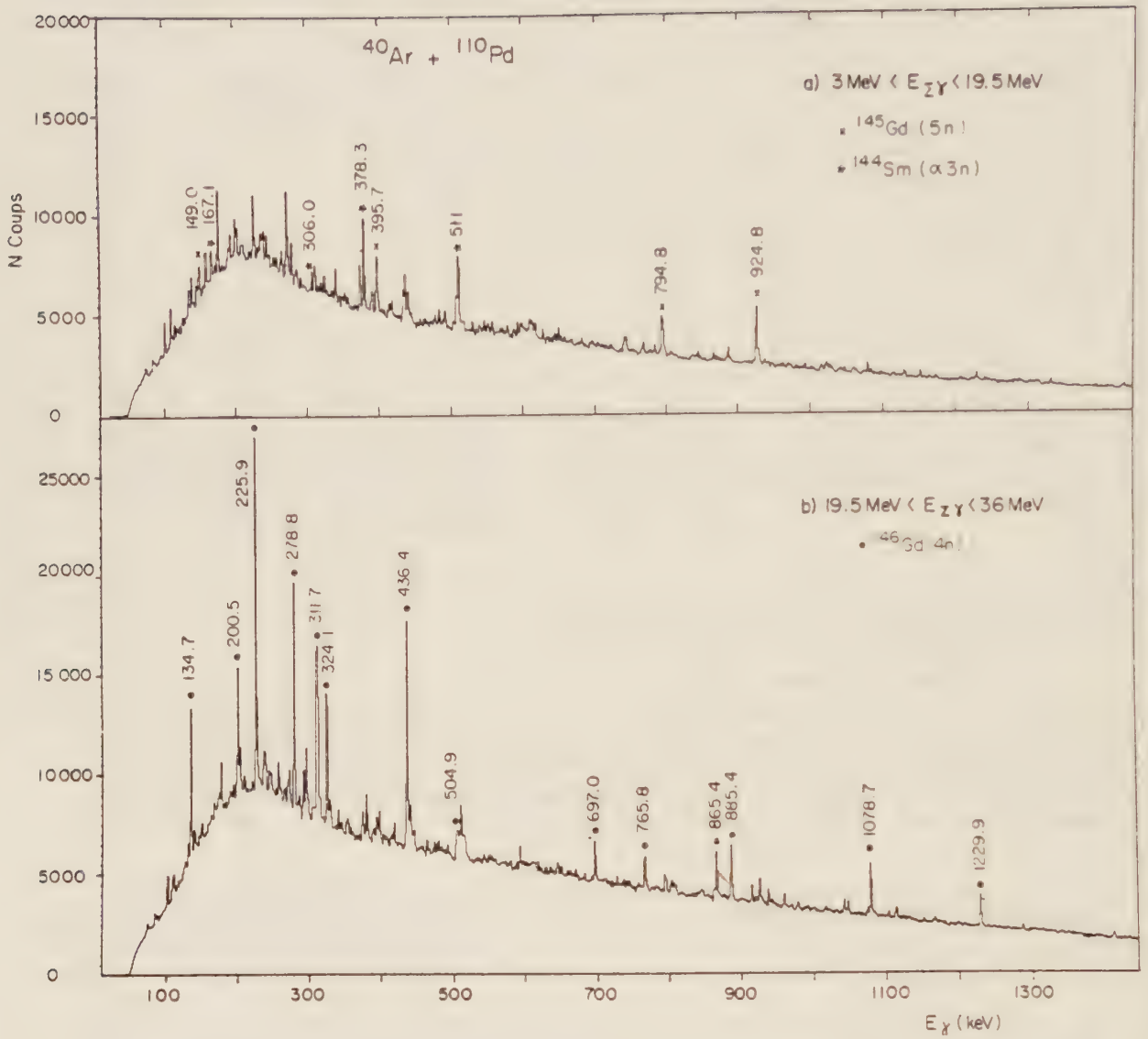


Fig. III.6 : Spectres délivrés par le détecteur Ge(Li) pour le système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd, en coïncidence avec des tranches successives du spectre E_Σ.
Figure a : 3 MeV < E_Σ < 19.5 MeV
Figure b : 19.5 MeV < E_Σ < 36 MeV
Les spectres correspondent à la fenêtre en temps Ge(Li) - Spectromètre somme compris entre 0 et ± 25ns(voir fig. II.9).

C3. Analyse des raies γ discrètes.

3.1 - Isotopes détectés

A = 143	144	145	146	147	148	150
		5n (KOW.74) (HAE.78)	4n (BRO.78) (KLE.79)	3n * (HAA.81)	2n	noyau de fusion $_{64}$Gd
		p4n (RAK.80)	p3n	p2n	$_{63}$Eu	
α3n (KOW.74)	α2n (PEN.79)	αn	α ou 2p2n	2pn	$_{62}$Sm	

Tableau III.3 : Désexcitation du système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd : liste des noyaux résiduels identifiés d'après les raies γ discrètes détectées par Ge(Li). Les cases barrées correspondent à des isotopes non identifiés.
(*) le ^{147}Gd (voie de sortie 3n) a un niveau métastable de période supérieure à 500 ns.

Sur le tableau III.3 sont indiqués les noyaux résiduels identifiés d'après les raies γ discrètes détectées par le Ge(Li) ; les références bibliographiques concernant les schémas de niveaux sont également reportées dans ce tableau.

La figure III.6 montre les spectres Ge(Li) obtenus en coïncidence avec deux tranches successives (de largeur ∿ 16 MeV) du spectre E_Σ et correspondant préférentiellement aux voies de sortie 5 n et 4n.

3.2 - Distribution de l'énergie totale γ, E_Σ selon la voie de sortie.

En positionnant des fenêtres sur le spectre Ge(Li), on a rappelé le spectre E_Σ qui se trouve en coïncidence avec une raie γ caractéristique de chacune des voies de sortie. Cette transition γ, qui a été sélectionnée proche de l'état fondamental ou de l'état isomérique de longue vie, s'il en existe, est considérée comme alimentée à 100% dans la voie de sortie. Après correction de l'efficacité du détecteur Ge(Li) on a obtenu les distributions présentées sur les figures III.7 pour diverses voies xn, pxn, αxn ; les courbes sont grossièrement comparables entre elles. On note que le rapport des surfaces pour les distributions 5 n et 4n est voisin de 1, ce qui est cohérent avec les valeurs de section efficace absolues mesurées précédemment [DELL.77] ($\sigma_{4n} = \sigma_{5n}$ = 160mb à E_{lab} = 160 MeV).

On observe un certain recouvrement des distributions d'énergie totale γ pour les différentes voies de sortie. Cependant les écarts entre les maxima des distributions 4n-5n et α2n-α3n (∿10MeV) correspondent bien à l'énergie de liaison d'un neutron plus environ 2 MeV d'énergie cinétique moyenne. Par contre, ce n'est pas le cas quand on compare les centroïdes des distributions 3n et 4n ; on peut évoquer deux explications : - d'une part la cascade Yrast conduisant au ^{147}Gd est arrêtée dans sa bande fondamentale au niveau métastable de période longue (∿800 ns) et d'énergie E_o ∿ 9 MeV ; cette énergie n'est pas prise en compte dans l'énergie γ totale E_Σ mesurée par le spectromètre somme (mais elle sera additionnée lors du bilan en énergie - voir chapitre V).

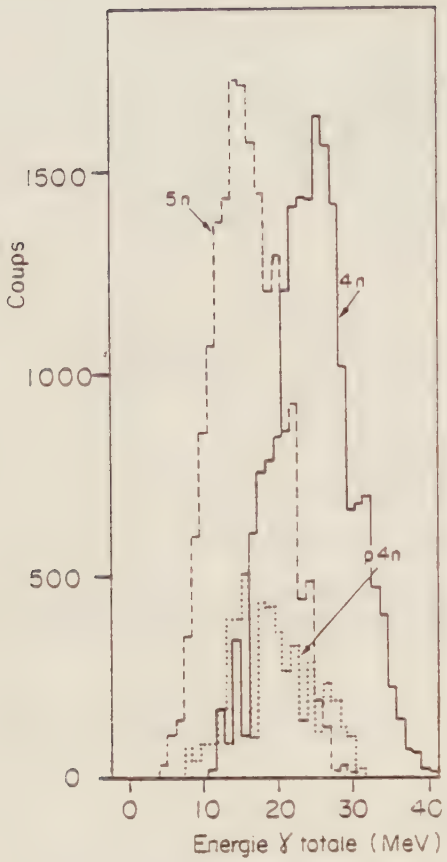


Fig. III.7a

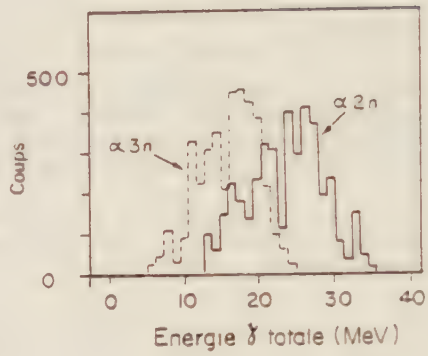


Fig. III.7b

Fig. III.7 : Distribution, en fonction de l'énergie totale évacuée par γ, des événements correspondant à différentes voies de sortie pour le système $^{40}Ar(158\ MeV) + {}^{110}Pd \rightarrow {}^{150}Gd^*$
Figure a = voies de sortie xn : distribution des isotopes ^{146}Gd (la raie caractéristique sélectionnée est celle de 1079 keV) et ^{145}Gd (924 keV) ; la distribution du ^{147}Gd n'est pas directement comparable aux autres du point de vue intensité (car les raies γ sélectionnées (618 keV et 977 keV) ne sont pas alimentées à 100% dans la cascade γ) elle n'a pas été représentée ici. voie de sortie p4n : distribution de l'isotope ^{145}Eu (raie de 1128 keV)
Figure b = voies de sortie α3n et α2n : distribution des isotopes ^{143}Sm (928 keV) et ^{144}Sm (800 keV).

- d'autre part, il se pourrait que le moment angulaire ℓ_{max} apporté dans la voie d'entrée (et auquel il correspond une énergie de rotation $E_{rot\ max}$) soit tel que l'énergie d'excitation intrinsèque minimum dont peut disposer le noyau, à savoir $E^* - E_{rot\ max}$, soit encore trop élevée pour permettre d'accéder à toute la distribution 4n.

Par un choix judicieux de tranche E_Σ, on peut, malgré l'absence de coïncidences entre les détecteurs neutrons et le Ge(Li), associer une énergie cinétique moyenne de neutrons à une voie de désexcitation donnée, via la valeur E_Σ.

c4. Analyse des raies γ dans le continuum

Les trois paramètres, (température nucléaire, énergie moyenne et nombre des photons statistiques) fonction de E_Σ, qui sont extraits des spectres continus délivrés par les INa, proviennent du lissage, à l'aide de la formule $N_{stat}(\varepsilon\gamma) = N_o\ \varepsilon_\gamma^3\ \exp - (\frac{\varepsilon\gamma}{T})$, de la partie à haute énergie de ces spectres (voir chap. II).

Les valeurs obtenues pour les six spectres INa où le nombre de coups est correct, sont regroupées dans le tableau III.2.

4.1. Distribution, en fonction de E_Σ, de la température nucléaire T après l'émission des photons statistiques.

La valeur moyenne de température est obtenue en reproduisant le spectre expérimental entre 2.7 et 6.7 MeV ; l'incertitude sur T est déterminée en reproduisant le spectre d'une part entre 2.1 et 6.7 MeV, et d'autre part entre 3.3 et 6.7 MeV (un exemple de spectre expérimental ε_γ, et de 3 courbes statistiques $N_{stat}(\varepsilon_\gamma)$ qui reproduisent la distribution de Maxwell-Boltzmann est montrée pour le système $^{65}Cu + ^{87}Rb$, sur la figure II.3 du chapitre II).

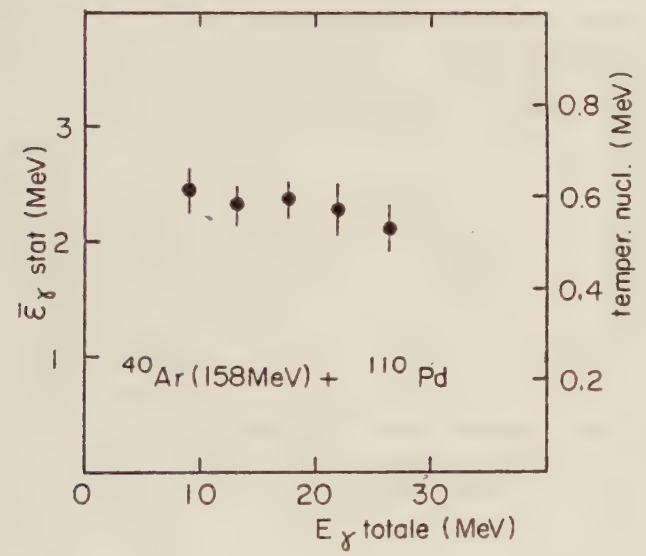


Fig. III.8 : Evolution, en fonction de l'énergie totale emportée par γ, de l'énergie moyenne emportée par les photons statistiques. On a reporté sur l'échelle de droite les températures nucléaires correspondantes. Les incertitudes ont été estimées comme expliqué au paragraphe 1c.4.1.

Les valeurs de température nucléaire sont reportées en fonction de E_Σ, sur la figure III.8 : la température nucléaire parait diminuer légèrement avec des valeurs croissantes de E_Σ. On peut en déduire une valeur moyenne de T de (0.58 ± 0.10)MeV, ce qui correspond, pour l'énergie moyenne emportée par les photons statistiques, à une valeur calculée $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat} = 4T = 2.3 \pm 0.2$ MeV (voir note du paragraphe B5e, chapitre II).

Notons que, pour reproduire la partie à haute énergie des spectres continus pour le système ^{40}Ar(160 MeV) + ^{124}Sn, Thibaud et al. [THI.81, NGU.82] trouvent aussi, avec le même type de traitement des données que celui utilisé ici, une température moyenne de l'ordre de 0.7 MeV et fonction décroissance de E_Σ.

4.2 - Distribution, en fonction de E_Σ, du nombre de transitions statistiques, n_{stat}

Le pourcentage de photons statistiques, % stat, est obtenu via le rapport des aires de la courbe statistique $N_{stat}(\varepsilon_\gamma)$ et de la courbe expérimentale globale $N(\varepsilon_\gamma)$. Pour estimer l'influence sur la surface de la courbe $N(\varepsilon_\gamma)$, et donc sur % stat, du seuil de 480 keV en ε_γ, on a tenu compte du nombre de photons discrets de moins de 480 keV qui peuvent être émis par chaque noyau résiduel : il est de l'ordre de 30 % de l'ensemble des γ discrets connus. Les barres d'incertitudes ont été déterminées en supposant que ce pourcentage peut s'appliquer pour l'ensemble de la cascade γ émise dans le continuum. Les résultats sont reportés dans le tableau III.2 et sur la figure III.9.

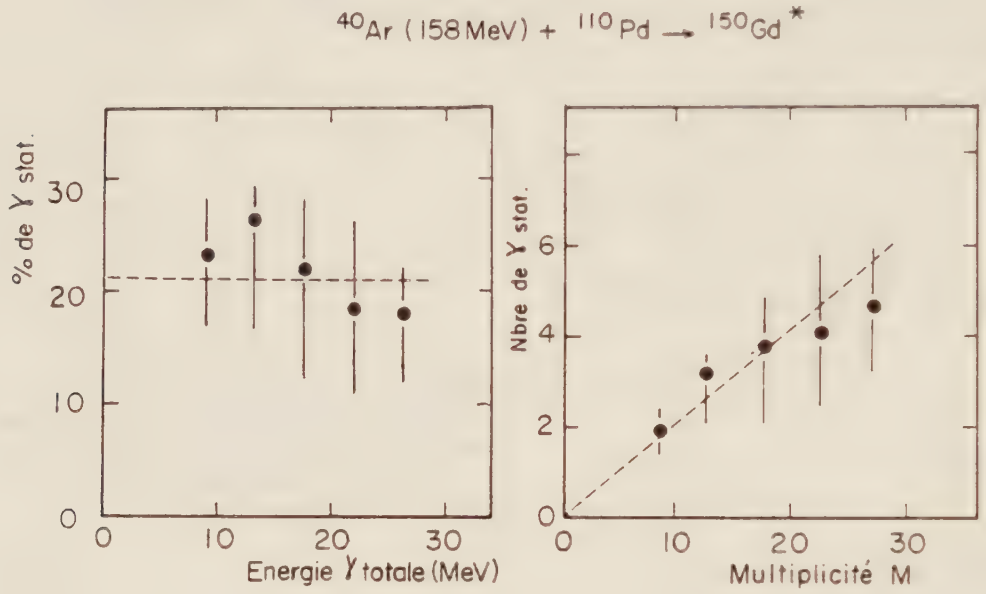


Fig. III.9 : Evolution du pourcentage de photons statistiques $\%\gamma_{stat}$ en fonction de l'énergie totale emportée par γ, E_Σ.

Fig. III.10 : Evolution du nombre de γ statistiques $n_{stat} = \%\gamma_{stat} \times M$, en fonction de la multiplicité M.

Le nombre moyen de transitions statistiques n_{stat} = % stat x M passe de 2 à 5 quand E_Σ passe de 10 à 30 MeV. La relation entre le nombre de photons statistiques n_{stat} et la multiplicité M est visualisée sur la figure III.10. On comparera ultérieurement ces résultats avec ceux d'autres auteurs (voir figure III.28).

Au centroïde de la distribution en E_Σ pour chaque voie de sortie, on peut donc associer, non seulement une multiplicité moyenne M mais aussi un nombre moyen de transitions statistiques n_{stat}.

d - Analyse des spectres de neutrons émis à E_{lab} = 158 MeV

Sur la figure III.11, sont présentés dans le système du centre de masse, les spectres d'énergie de neutrons en coïncidence avec 4 tranches successives, de largeur 9 MeV, du spectre de distribution de l'énergie totale gamma. Ces tranches ont été déterminées pour favoriser, autant que faire se peut, les voies de sortie xn (les contributions pxn et αxn ne dépassent pas 20% des voies xn [DELL.77]) : tranche W'1 : voie 5n (et α3n), tranche W'_2 : voie 5n (et p4n), tranche W'_3 : voie 4n (et α2n). Le spectre 4 associé à la tranche W'_4, devrait correspondre à la voie de sortie 3n qui n'a cependant pas été identifiée directement en raison d'un état isomérique de longue vie dans le schéma spectroscopique.

Les 4 spectres présentés sur la figure III.11 ne comportent qu'une seule composante (c'était aussi le cas pour les spectres d'énergie des neutrons dans le système du laboratoire).On déduit la température moyenne T_n qu'a le noyau après l'émission des neutrons par le lissage de chaque spectre à l'aide d'une distribution en $\varepsilon_n^{1/2} \exp(-\frac{\varepsilon_n}{T_n})$ (voir chapitre II paragraphe B.5 e).

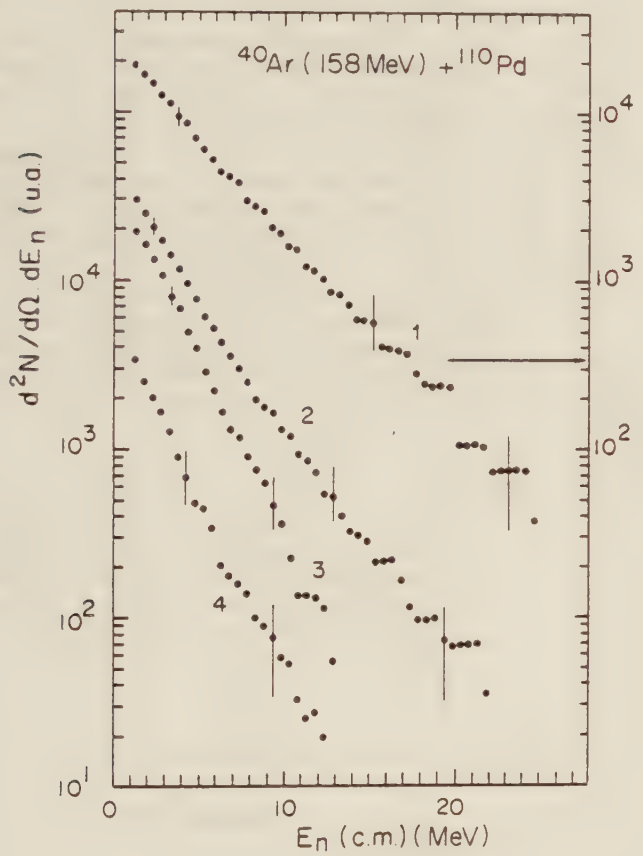


Fig. III.11 : Spectres d'énergie de neutrons obtenus, dans le système du centre de masse, en coïncidence avec des tranches E_γ de 9MeV de large. 1 $6.0 < E_\gamma < 14.8$ MeV
2 $14.8 < E_\gamma < 23.6$ MeV
3 $23.6 < E_\gamma < 32.5$ MeV
4 $32.5 < E_\gamma < 41.3$ MeV

N° de tranche W'	E_Σ (MeV)	$\bar{T}_n$ (MeV)	$\bar{\varepsilon}_n = 1.5\ T_n$ (MeV)
1	6.0-14.8	2.7 ± 0.2	4.05±0.30
2	14.8-23.6	2.2 ± 0.15	3.3 ±0.25
3	23.6-32.5	1.7 ± 0.2	2.55±0.30
4	32.5-41.3	1.65± 0.25	2.5 ±0.4

Tableau III.4 : Résultats relatifs aux émissions de neutrons par le système $^{40}Ar(158\ MeV)+^{110}Pd$. Pour chacune des 4 tranches en énergie γ totale E_Σ, on a reporté les valeurs T_n de température moyenne du noyau après émission de neutron (s), et l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$, que l'on en déduit.

Les valeurs de température nucléaire moyenne $\bar{T}_n$ ainsi obtenues (tableau III.4) sont supérieures aux valeurs de température moyenne T qu'a le noyau après émission (ultérieure) de photons statistiques (tableau III.3). L'énergie cinétique moyenne emportée par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$, se déduit ($\bar{\varepsilon}_n$ = 1.5 Tn) : tableau III.4 et figures III.12. Il correspond alors à la réaction $^{40}Ar(158\ MeV) + ^{110}Pd$ une valeur moyenne globale $\bar{T}_n$ = (2.25 ± 0.15)MeV soit, comme valeur d'énergie cinétique moyenne emportée globalement par neutron : $\bar{\varepsilon}_n$=(3.4 ± 0.2 MeV).

En conclusion de cette partie, nous avons donc pu associer pour les voies (Ar,xnγ) que nous avons observées à 158 MeV :

- L'énergie cinétique moyenne emportée par les neutrons, $\bar{\varepsilon}_n$ (déterminée par interpolation sur la figure III.11).
- L'énergie moyenne totale gamma E_Σ dissipée jusqu'au refroidissement complet du noyau résiduel (et déterminée aux centroïdes des distributions de la figure III.7).
- La multiplicité moyenne totale de ces photons, M, leur énergie moyenne $\bar{\varepsilon}_\gamma$ ainsi que le nombre n_{stat} et l'énergie $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ des transitions statistiques correspondantes.

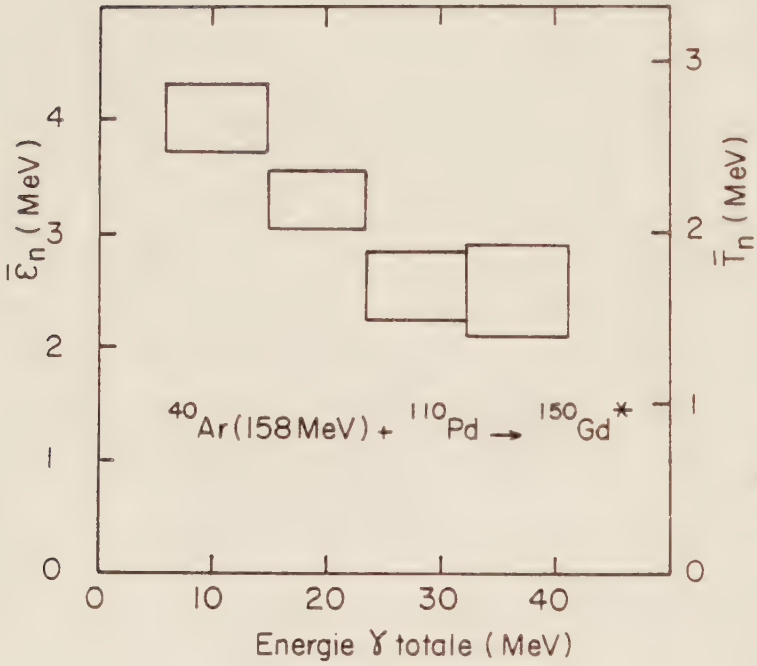


Fig. III.12 : Evolution, en fonction de l'énergie γ totale, de l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$. On a reporté sur l'échelle de droite les valeurs de températures nucléaires correspondantes.

Pour les voies xn, les résultats sont reportés dans le tableau ci-dessous :

Voie de sortie	E_Σ (MeV)	M	$\bar{\varepsilon}_\gamma$ (MeV)	$n_{\gamma stat}$	$\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ (MeV)	$\bar{\varepsilon}_n$ (MeV)
4n	25 ±2.5	25.5±1.8	0.99±0.12	4.5±1.0	2.2±0.2	2.9±0.4
5n	15.8±1.8	16 ±1.2	1.00±0.12	3.4±1.0	2.3±0.2	3.6±0.4

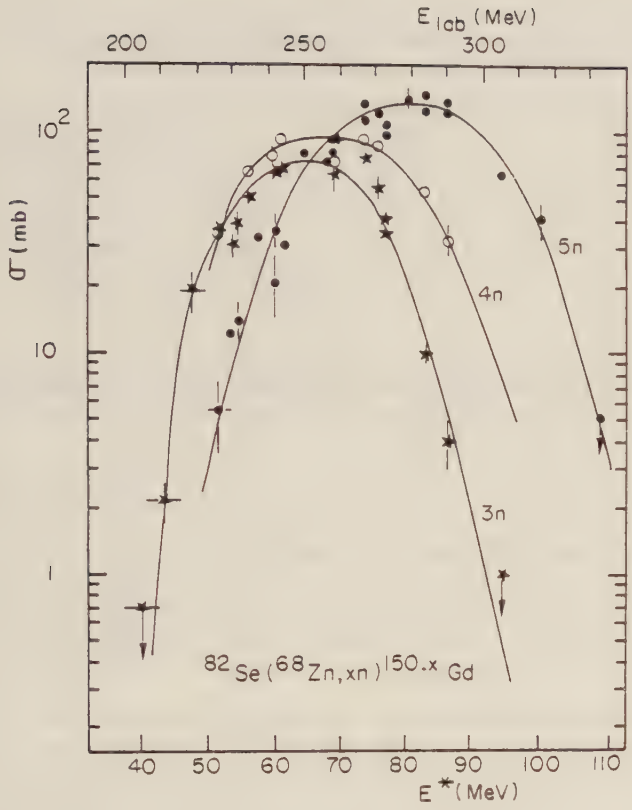


Fig. III.13a

Fig. III.13 : Fonctions d'excitation mesurées, après irradiation et comptage γ hors ligne, pour le système $^{68}Zn + ^{82}Se \rightarrow ^{150}Gd^{*}$.

Fig. a : sections efficaces absolues pour les réactions $^{82}Se(^{68}Zn,xn)^{150-x}Gd$.

Fig. b : sections efficaces absolues pour les réactions $^{82}Se(^{68}Zn,pxn)^{149-x}Eu$.

Fig. c : sections efficaces absolues pour les réactions $^{82}Se(^{68}Zn,\alpha xn)^{146-x}Sm$.

Les courbes sont tracées pour guider l'oeil.

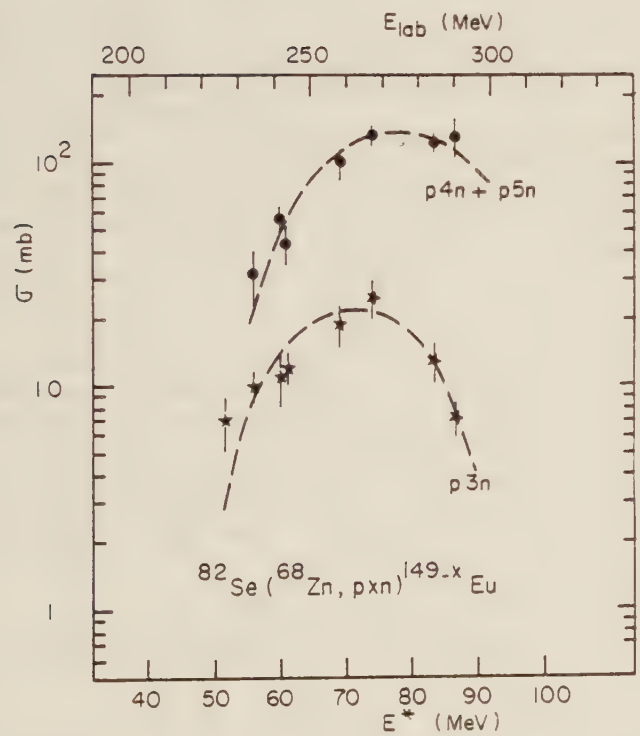


Fig. III.13b

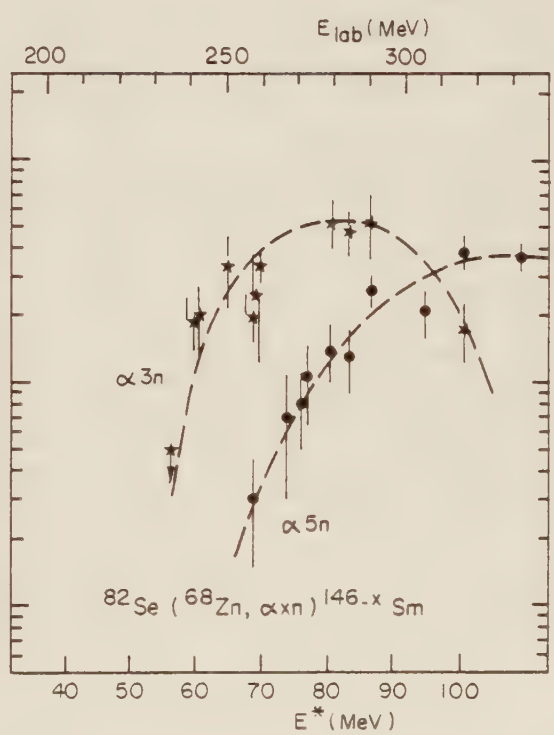


Fig. III.13c

E faisceau machine MeV	E à mi-épaisseur de la cible MeV	E* MeV	^{147}Gd 3n	^{146}Gd 4n	$^{145m+f}$Gd 5n	^{146}Eu p3n	^{145}Eu p4n+5n	^{143m}Sm α3n	^{141m}Sm α5n
247	205 ± 5	40	< 0.72						
"	211 ± 5	43.3	2.15 ± 0.45						
340	218.5 ± 3.5	47.5	19 ± 4						
300.2	226 ± 3.5	51.8	37 ± 2.5	36 ± 3	5.5 ± 2	7 ± 2			
243	230 ± 4.5	54	31 ± 4		12.5 ± 5				
300.2	231.5 ± 2.5	54.7	39 ± 5		14 ± 3				
300.2	234.5 ± 3.5	56.3	52 ± 4	67 ± 6		10 ± 1.5	32 ± 8		
300.2	236.6 ± 2.5	57.3			33 ± 7			< 5	
272.3	241.5 ± 3	60.1						19 ± 5	
"	"	"			21 ± 6.5			20 ± 7	
"	"	"	66.5 ± 6	78 ± 8	36.5 ± 5.5	11 ± 3	55 ± 8		
"	243.5 ± 3	61.2	69 ± 4	93 ± 7	30 ± 4	12 ± 2	43 ± 9		
300.2	250 ± 2.5	64.8			80 ± 5				
272.3	250 ± 3	64.8						34 ± 12	
"	257.5 ± 3	68.9						20 ± 5	
"	"	"	65 ± 10		73 ± 17			25 ± 12.5	3 ± 1.5
297.7	258 ± 2.5	69.1			82 ± 11			34 ± 6	
"	"	"	91 ± 12	74 ± 6	93 ± 10	19 ± 4	100 ± 15		
"	266.5 ± 2.5	73.9			115 ± 13				7 ± 4
"	"	"	77 ± 18	92.5 ± 10	134 ± 11	25 ± 5	133 ± 11		
"	270.5 ± 2.5	76	56.5 ± 5.5	88 ± 8	118 ± 17				8 ± 3
300.2	272 ± 3	77	40 ± 7		96 ± 10				10.5±4
"	"	"	36 ± 8.5		111 ± 15				
297.7	279 ± 2.5	80.7			142 ± 16			53 ± 13	14 ± 4
"	284 ± 3.5	83.2			122 ± 22			48 ± 11	13 ± 4
"	"	"	10 ± 1	52.5 ± 4.5	150 ± 16	13 ± 2.5	124 ± 12		
"	290 ± 3.5	86.6			130 ± 15			53 ± 17	26 ± 4
"	"	"			128 ± 15				
"	"	"	4 ± 1	33 ± 5		7.2± 1.2	131 ± 25		
340	305 ± 3.5	94.8	< 1		64.5 ± 10.5				21 ± 5
"	316 ± 3.5	100.8			40.5 ± 7.5			17.5±5	39 ± 7
"	332 ± 3.5	109.7			< 5				37 ± 5

Tableau III.5 : Valeurs absolues de sections efficaces correspondant à la désexcitation du système ^{68}Zn + ^{82}Se → ^{150}Gd* par émission de particules.

2. SYSTEME $^{68}Zn + ^{82}Se \rightarrow ^{150}Gd^*$: FONCTIONS D'EXCITATION DE RESIDUS INDIVIDUELS D'EVAPORATION

Les noyaux résiduels ont été détectés hors ligne via leurs caractéristiques de désintégration radioactive γ.

Le tableau III.5 regroupe les valeurs de sections efficaces absolues pour les réactions :
(^{68}Zn,xn) avec x = 3, 4, 5
(^{68}Zn, p3n) et (^{68}Zn, p4n + 5n)
(^{68}Zn, αxn) avec x = 3 et 5.

Les fonctions d'excitation correspondantes sont reportées sur les figures III.13. On retrouve ici les formes caractéristiques de l'émission statistique de particules. Toutefois, ces résultats expérimentaux appellent plusieurs remarques.

La réaction (^{68}Zn,3n) présente une section efficace maximum de même ordre de grandeur que (^{68}Zn,4n).

La réaction (^{68}Zn,5n) a été étudiée via la désexcitation de l'état isomérique de bas spin ($\frac{3}{2}+$) du ^{145}Gd : cet isotope possède aussi un état isomérique de haut spin ($\frac{11}{2}-$) qui alimente l'état fondamental dans ≈5.3 % des cas (EPP.70. EPP.71). La désintégration de l'état de bas spin représente donc (à 4.7% près) la désintégration de tous les noyaux ^{145}Gd formés.

La réaction (^{68}Zn, p3n) est nettement moins probable que la réaction (^{68}Zn,4n) et d'une façon générale, les réactions (IL, pxn) et (IL, αxn) sont défavorisées par rapport aux réactions (IL, xn) pour le noyau de fusion ^{150}Gd, dans la zone d'énergie d'excitation étudiée. Les valeurs d'énergie de liaison (∿8 ou 9 MeV pour les neutrons, ∿ 14 MeV pour les protons) expliquent ce phénomène.

Les noyaux ^{145}Eu (de période T = 5.93 j) peuvent être produits soit directement par réactions nucléaires (^{68}Zn, p4n), soit par filiation radioactive à partir des noyaux ^{145}Gd (T=21.8 mn) : d'où la notation σ(p4n+5n) ; la différence $\sigma_{(p4n+5n)} - \sigma_{(5n)}$ n'a pas été estimée (trop grande incertitude, vue la faible valeur prévisible de σ_{p4n} par rapport à σ_{5n}).

La section efficace de la réaction (^{68}Zn,α3n) a une valeur plus grande que celle de la réaction (^{68}Zn,p3n) . Notons aussi la pente relativement faible du front de montée de chaque section efficace αxn, en comparaison des fonctions d'excitation xn ou p3n : ceci est lié au fait que les zones du plan (E*,J) où l'émission α est privilégiée, se situent à haute énergie d'excitation (voir annexe 4).

Les fonctions d'excitation (^{68}Zn,3n) et (^{68}Zn,4n) commencent à se développer à la même énergie qui représente donc la barrière de fusion : pour déterminer précisément sa valeur, on a accordé une attention spéciale à la mesure de l'énergie délivrée par l'accélérateur ALICE (voir chapitre I). Par contre, pour des raisons de conditions de fonctionnement de la machine, il n'a pas été possible d'accélérer des ions ^{68}Zn avec une énergie incidente ∿210 MeV : les irradiations correspondantes ont été réalisées en dégradant l'énergie incidente de 35 à 40 MeV (cf. tableau III.5) avec une feuille d'or. Les calculs de ralentissement ont été faits en utilisant la table de Hubert et al. (HUB.80) : nous avons montré précédemment (HAH.79) combien la connaissance précise des ralentissements est importante.

B - NOYAU DE FUSION $^{156}Yb^*$ FORME PAR $^{63}Cu + ^{93}Nb$: FONCTIONS D'EXCITATION DE PRODUCTION DE RESIDUS INDIVIDUELS D'EVAPORATION

Pour étudier plus en détail les fonctions d'excitation correspondant à la désexcitation d'un noyau de fusion par émission d'un faible nombre de nucléons (≤ 3), le système $^{63}Cu + ^{93}Nb \rightarrow ^{156}Yb^*$a été utilisé : les caractéristiques spectroscopiques de désintégration radioactives α (voir chapitre I.B) des isotopes $^{155-154}Yb$, (obtenus après désexcitation par émission de 1n et 2n), $^{154m-153}Tm$ (émission pn et p2n), $^{153-152}Er$ (émission 2pn et 2p2n), ^{150}Dy (émission α2p) ont permis de mesurer, de façon absolue, les sections efficaces correspondantes, présentées dans le tableau III.6.

E_{lab} MeV (±5)	E* MeV (+3)	^{155}Yb 1n	^{154}Yb (*) 2n	^{154m}Tm pn	^{153}Tm p2n	^{153}Er 2pn	^{152}Er 2p2n	^{150}Dy α2p
300	79	$(6.3 \pm 3.5)\ 10^{-3}$	$(1.0 \pm 0.45)\ 10^{-2}$	$1.5 + 0.7\ ,\ 10^{-1}$	0.8 ± 0.3	0.4 ± 0.1	16 ± 3	13
294.5	75.5							20 ± 2
276	65	$(2.2 \pm 1.0)\ 10^{-2}$	$(4.6 \pm 0.6)\ 10^{-1}$	5.0 ± 1.0	27 ± 3	17	66	29.5 ± 2
273.5	63							$35 \pm \pm 3$
269	60.5	$(1.2 \pm 1.1)\ 10^{-1}$	1.8 ± 0.1	18.5	39	31 ± 4	$51 + 10$	25
262	56	$(2.6 \pm 1.4)\ 10^{-1}$	$3.2 + 0.2$	25.0	47	27	35	36 ± 3.5
–	–	$(1.5 \pm 0.6)\ 10^{-1}$	3.5 ± 0.2	29.3	56	32.5	39	50 ± 10.5
251	50	$(6.1 \pm 1.7)\ 10^{-1}$	3.6 ± 0.1	$25 + 3$	29 ± 4	17 ± 2	5.8	21.5 ± 4.2
240	43	$(2.5 \pm 1.2)\ 10^{-1}$	1.3 ± 0.3	9.0	5	2.6	1.2	13 ± 3.5
–	–	$(2.5 \pm 0.7)\ 10^{-1}$	1.3 ± 0.1	8.0	4.5 ± 0.7	1.8	0.6	$6.7 + 1.7$
–	–	$(2.0 \pm 0.5)\ 10^{-1}$	0.7 ± 0.1	5.3	2.5 ± 1	0.9	$0.8 + 0.3$	3.5
235	40	$(1.9 \pm 0.4)\ 10^{-1}$	$0.40 + 0.05$	$2.8 + 0.7$	0.85	0.35 ± 0.07		1.7
228	36	$(1.5 \pm 1.5)\ 10^{-2}$	$0.1 + 0.1$	$0.55 + 0.3$	0.11			
–	–	$(1.1 \pm 1.1)\ 10^{-2}$	$(3.5 + 1.0)\ 10^{-2}$	0.25	0.06			0.6 ± 0.15
–	–	$(1.0 \pm 0.4)\ 10^{-2}$	$(3.5 + 0.8)\ 10^{-2}$	0.25	0.05			0.25

Tableau III.6 : Valeurs expérimentales de section efficace absolue (en mb) pour la désexcitation du système $^{63}Cu + ^{93}Nb \rightarrow ^{156}Yb^*$.

(*) Les valeurs σ_{2n} sont relatives.

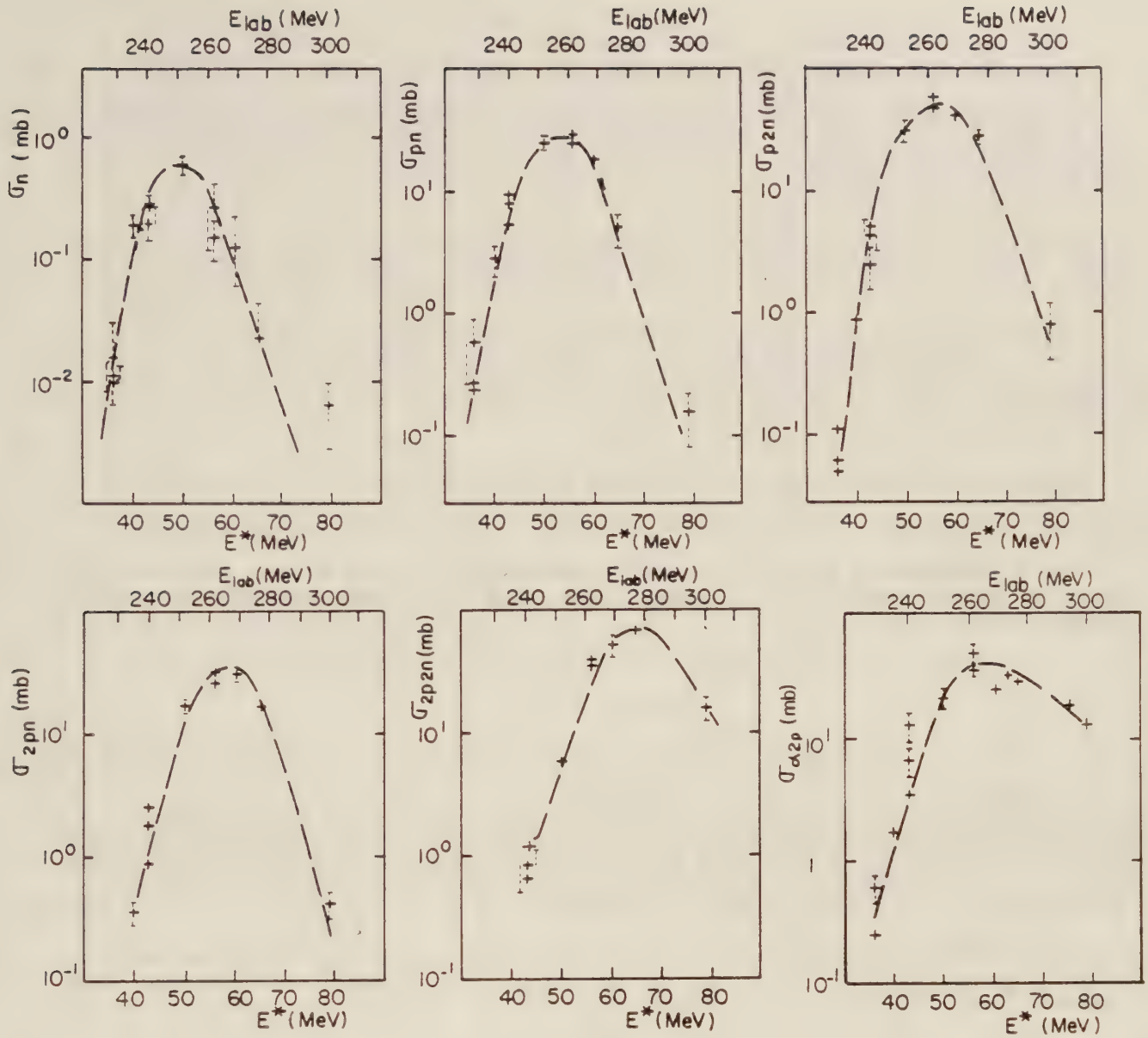


Fig. III.14a

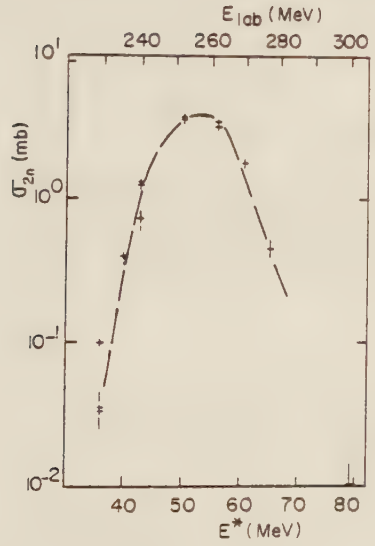


Fig. III.14b

Fig. 14 a : Fonctions d'excitation mesurées pour le système $^{63}Cu + ^{93}Nb \rightarrow ^{156}Yb^*$: sections efficaces absolues mesurées respectivement pour les voies de sortie (1n), (pn), (p2n), (2pn),(2p2n) et (α2p). La fonction d'excitation α2p, relativement large, contient en fait les deux contributions α2p et 4p2n. Cette figure a déjà été présentée dans nos travaux (CAB.77) et (CAB.80b).

Fig. 14 b : Sections efficaces relatives mesurées pour la réaction $^{93}Nb(^{63}Cu,2n)^{154}Yb$.

Les fonctions d'excitation sont reportées sur la figure III.14a.

La fonction d'excitation de σ_{2n}, correspondant à l'isotope ^{154}Yb (qui a une période de 0.39 seconde), a été reportée, sur la figure III.14b, en valeur relative : il y a en effet perte dans le rendement de collection du jet d'hélium quand la période de l'isotope collecté est inférieure à la seconde.

Toutes les fonctions d'excitation obtenues présentent, tant par leur forme que par leur largeur, l'allure caractéristique de celles correspondant à l'évaporation statistique : forme en "cloche" avec une largeur en énergie d'excitation comprise entre ∿ 15 et 30 MeV.

Le trait principal qui ressort de ces résultats est le fait qu'un noyau tel ^{156}Yb, formé juste au-dessus du seuil de fusion, avec une énergie d'excitation de l'ordre de 50 MeV, a une probabilité non négligeable de se désexciter en n'émettant que 2 ou même un seul neutron. C'est un résultat très surprenant a priori et nous avons étudié de près l'éventualité de toute ambiguité expérimentale.

Dans chaque cible, les impuretés de Z plus élevé peuvent être présentes seulement à l'état de traces : la production de noyaux résiduels par de tels contaminants n'est alors pas vraisemblable vues les sections efficaces de réaction que l'on peut estimer.

Pour s'affranchir de possibles pollutions résiduelles, l'étude de deux autres systèmes a permis de former le même noyau de fusion Erbium 152 à l'aide de deux couples cible-projectile différents.

$$^{63}\text{Cu} + ^{89}\text{Yt} \rightarrow ^{152}\text{Er}^*$$
$$^{59}\text{Co} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{152}\text{Er}^*$$

La formation de ^{151}Ho ne peut être due qu'à l'émission d'un seul nucléon (sans distinction possible entre l'émission, à partir de ^{152}Er, d'un proton, ou bien d'un neutron suivi alors d'une capture électronique ou d'une désintégration β^+ de ^{151}Er). Les résultats obtenus par les 2 systèmes sont similaires : ils constituent un argument solide contre l'éventualité d'un rôle dominant des contaminations lors de l'étude du système ^{63}Cu + ^{93}Nb.

Une contamination du faisceau de ^{63}Cu par une petite quantité de ^{65}Cu aurait pu conduire à la réaction ^{93}Nb (^{65}Cu, 3n)^{155}Yb. Mais une telle ambiguité est levée par l'étude du système ^{65}Cu + ^{87}Rb.

C - NOYAU DE FUSION ^{152}Dy* FORME PAR ^{65}Cu + ^{87}Rb

Le système ^{65}Cu + ^{87}Rb → ^{152}Dy* se prête bien, vues les caractéristiques spectroscopiques des noyaux résiduels obtenus, à une étude complète concernant aussi bien les fonctions d'excitation de résidus individuels d'évaporation que l'étude des neutrons et des radiations électromagnétiques de désexcitation.

a) Fonctions d'excitation de résidus individuels d'évaporation

Les isotopes ^{150}Dy et ^{149}Tb ont été détectés hors ligne grâce à leurs caractéristiques radioactives α et ont permis de normaliser la section efficace relative de la réaction ^{87}Rb(^{65}Cu, 1n) ^{151}Dy obtenue grâce à la technique du jet d'hélium. Les isotopes ^{151}Tb, correspondant aux réactions 1n(β^+) ou 1p étaient identifiés hors ligne grâce à leurs caractéristiques radioactives γ.

E Faisceau (MeV)	E à mi-épaisseur de la cible (MeV)	E* (MeV)	^{151}Dy 1n	^{150}Dy 2n	^{151}Tb 1p+1n(β^+)	^{149g}Tb p2n+3n(β^+)	Remarques (*)
297	231 ±4	50		13 ±1		29±2	H.L.-Ch.α
"	"	"	2.6±1				J.He-σ/^{150}Dy
275	237.5±4	54			1.07±0.43	31±4	H.L.-γ
"	"	"	1.9±0.7	20 ±5			J.He-σ/^{149}Tb
297	243 ±4	57		18.5±1		42±2	H.L.-Ch.α
275	246 ±5	59		28 ±2		61±5	H.L.-Ch.α
"	"	"			0.60±0.25	45±7	H.L.-γ
"	"	"	1.5±0.5	22 ±3			J.He-σ/^{149}Tb
297	256 ±4	64.5		19 ±1		52±3	H.L.-Ch.α
"	266.5±4.5	70.5		6.7±0.7		41±1	H.L.-Ch.α

TABLEAU III.7

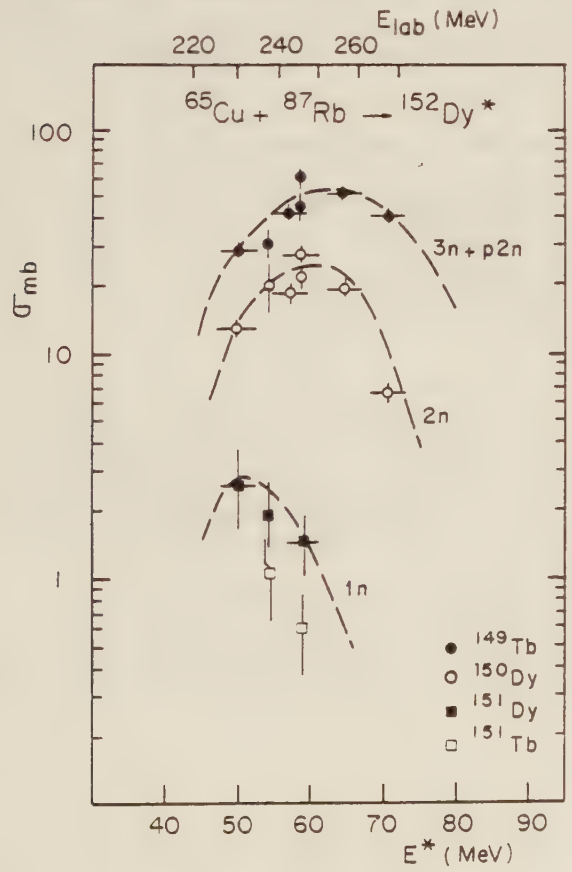
Sections efficaces absolues (en mb) de noyaux résiduels de la réaction ^{65}Cu + ^{87}Rb → ^{152}Dy*.

(*) H.L.-Ch.α : mesures hors ligne utilisation une chambre d'ionisation α (géométrie 2π)

J.He-σ/A : mesures avec collection au Jet d'Hélium. Section efficace normalisée sur l'isotope A

H.L.-γ : mesures hors ligne avec un détecteur Ge(Li).

Les valeurs de sections efficaces absolues pour les réactions 1n, 1n(β^+) + 1p, 2n, 3n + p2n, sont regroupées dans le tableau III.7 et reportées sur la figure III.15.



On retrouve ici les principales caractéristiques des fonctions d'excitation obtenues pour le système ^{63}Cu + ^{93}Nb → ^{156}Yb*: (figure III.13) : courbes "en cloche" typiques de l'évaporation statistique, section efficace d'émission de 1 neutron de l'ordre du millibarn à E* ∿ 50 MeV.

La comparaison des valeurs obtenues pour le ^{151}Dy et le ^{151}Tb montre que la section efficace de l'émission de 1 proton est négligeable devant celle de l'émission de 1n - ce qu'expliquent les valeurs d'énergie de liaison pour ^{152}Dy : Sn = 9.07MeV et Sp+Bp = (5.4 + 7.6) MeV [MYE75].

Fig. III.15 : Fonctions d'excitation absolues mesurées pour le système ^{65}Cu+^{87}Rb→^{152}Dy*. Les courbes ne servent qu'à guider l'oeil.

b) Etude du rayonnement γ émis à E_{lab} = 237 MeV.

Pour la détection des rayonnements électromagnétiques et des neutrons, on a choisi de bombarder la cible de ^{87}Rb avec des ions incidents de 243 MeV; compte tenu du ralentissement des ^{65}Cu dans la cible, on intègre le domaine d'énergie 217-243 MeV qui correspond à l'émission de 1 neutron (cf figure III.15). Compte tenu de la fonction d'excitation de fusion complète, l'énergie incidente au milieu de la cible est 237 MeV. L'ensemble des résultats est reporté dans le tableau III.8.

TABLEAU III.8 : Ensemble des résultats relatifs aux caractéristiques d'émission électromagnétique pour le système $^{63}Cu(237\ MeV) + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$.

N° de tranche	E_Σ (MeV)	M	$\bar{\epsilon}_\gamma = \frac{E_\Sigma}{M}$ (MeV)	T (MeV)	$\bar{\epsilon}_{\gamma stat}$ (MeV) = 4 T	$\% \gamma_{stat}$	$n_{stat} = M \times \%\gamma_{stat}$	$n_{stat} \cdot \bar{\epsilon}_{\gamma stat}$
W1	1.5 ± 0.2	2.2						
W2	5.0 ± 0.5	4.4 ± 0.2	1.15 ± 0.13	0.81 ± 0.07	3.1 ± 0.2	$16^{+4.5}_{-2.5}$	0.7 ± 0.2	2.3 ± 0.5
W3	9.0 ± 0.9	$8.1^{+0.6}_{-0.4}$	1.10 ± 0.13	0.82 ± 0.07	3.1 ± 0.2	16^{+5}_{-2}	$1.3^{+0.4}_{-0.2}$	4.3 ± 0.7
W4	13.2 ± 1.3	$11.5^{+0.8}_{-0.7}$	1.15 ± 0.13	0.77 ± 0.07	3.0 ± 0.2	15^{+5}_{-3}	$1.7^{+0.5}_{-0.3}$	5.4 ± 1.1
W5	17.6 ± 1.8	$15.6^{+1.1}_{-0.9}$	1.15 ± 0.14	0.69 ± 0.05	2.7 ± 0.15	17^{+5}_{-6}	$2.6^{+0.8}_{-1}$	7.3 ± 1.5
W6	22.0 ± 2.2	$19.6^{+1.4}_{-1.3}$	1.12 ± 0.14	0.63 ± 0.05	2.5 ± 0.15	16^{+7}_{-6}	3.2 ± 1.4	8.1 ± 3
W7	26.4 ± 2.7	$23.3^{+1.7}_{-1.4}$	1.15 ± 0.14	0.58 ± 0.08	2.3 ± 0.3	17^{+6}_{-8}	$4.1^{+1.3}_{-2}$	$9.4^{+2.7}_{-3.9}$
W8	30.8 ± 3.1	$25.0^{+1.9}_{-1.5}$	1.25 ± 0.15					
W9	35.0 ± 3.5	$25.6^{+2.0}_{-1.5}$	1.37 ± 0.17					
valeur moyenne	14.8 ± 1.5	13.0 ± 1.3	1.14 ± 0.16	0.75 ± 0.06	3.0 ± 0.3	15.5±4.5	2.0 ± 0.5	6.0 ± 1.2

Clés du tableau III.8
$\bar{E}$ = énergie totale moyenne de la cascade γ (au centroïde de chaque tranche W)
$\bar{M}$ = multiplicité totale moyenne
$\bar{\epsilon}_\gamma$ = énergie γ moyenne par transition
$\bar{T}$ = température nucléaire après l'émission des γ statistiques
$\bar{\epsilon}_{\gamma stat}$ = énergie γ moyenne emportée par transition statistique
$\% stat$ = pourcentage moyen de γ statistiques dans une cascade
n_{stat} = nombre moyen de γ statistiques lors d'une cascade de Mγ

b1. Distribution de l'énergie γ totale E_Σ

Le spectre d'énergie totale γ est reporté sur la figure III.16.

Quelle que soit la valeur de la fenêtre en temps choisie pour la coïncidence entre le spectromètre somme et le détecteur Ge(Li) (dont le spectre a été présenté sur la figure II.9), à savoir fenêtre dite "rapide" ($t_{Ge(Li)-\Sigma}$=-20, +10 ns) qui recèle le plus

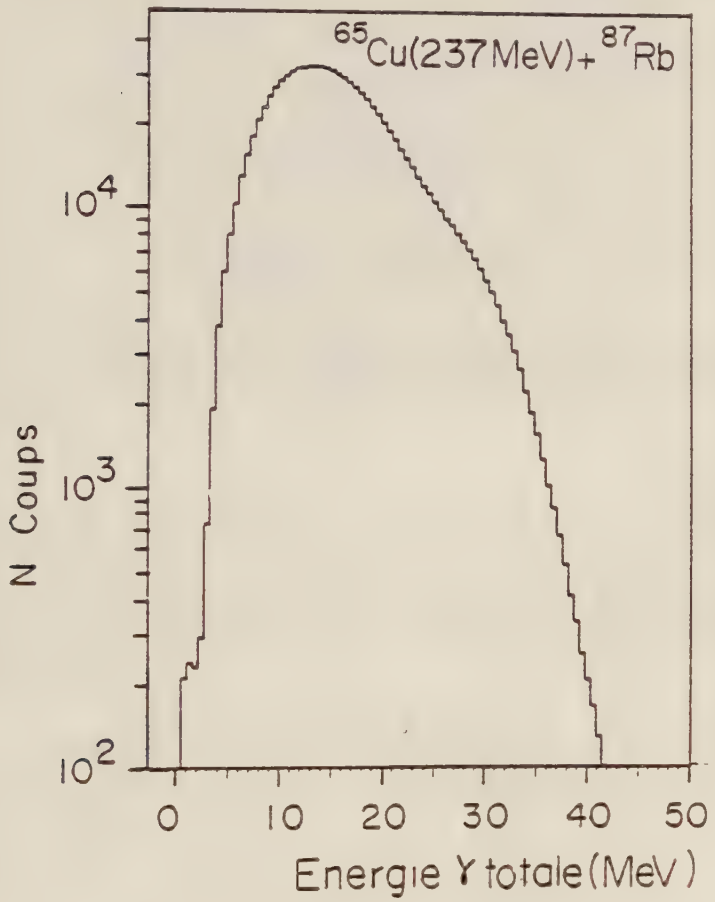


Fig. III.16 : Spectre de distribution de l'énergie γ totale E_Σ (en MeV) pour le système $^{65}Cu(237MeV)+^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$. Ce spectre correspond à la fenêtre en temps Ge(Li) - spectromètre somme compris entre -20 et +10 ns.

fort taux de comptage, fenêtre "retardée" (10-40 ns), fenêtre "très retardée" (40-70 ns) la forme du spectre d'énergie totale γ reste la même : le centroïde de la distribution se trouve à 14.8 MeV ; il existe vers 30 MeV une structure qui, on le verra par la suite, correspond à la réaction $^{65}Cu(^{87}Rb,2n)$ indiquant que la méthode de sélection d'énergie γ totale est très sélective pour cette voie de sortie.

b2. Distribution de la multiplicité γ moyenne totale M en fonction de E_Σ

La valeur de multiplicité moyenne M a été déterminée pour chacune des 9 tranches successives d'énergie γ totale, de largeur 4.5 MeV. La distribution de cette multiplicité

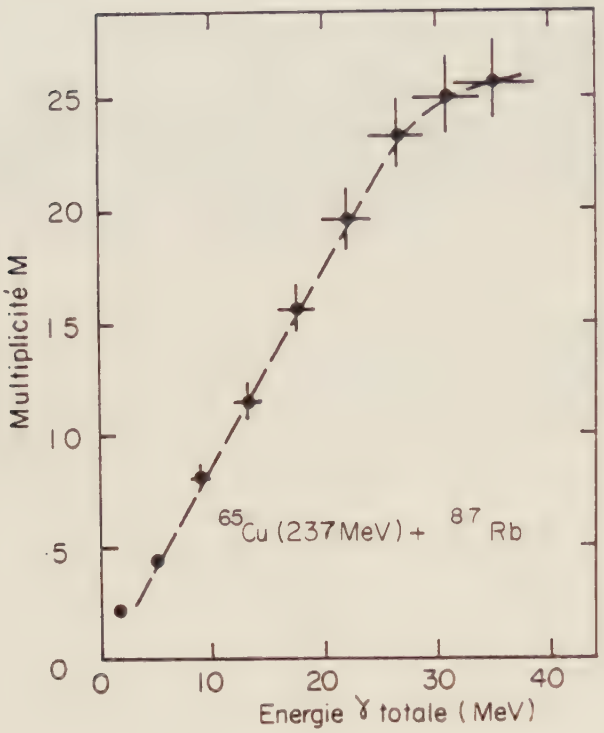


Fig. III.17 : Distribution de la valeur moyenne de multiplicité, M, en fonction de l'énergie γ totale E_Σ pour le système $^{65}Cu(237MeV)+^{87}Rb$. (La courbe a été tracée pour guider l'oeil).

moyenne M en fonction de E_Σ est tracée sur la figure III.17 jusqu'à E_Σ = 35 MeV, vu les nombres de coups (voir commentaire du paragraphe A.d2). Le choix de la fenêtre de temps de vol entre Ge(Li) et spectromètre somme n'a pas d'influence notable sur M.

La corrélation entre M et E_Σ est du même type que celle obtenue pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$: aux plus hautes valeurs d'énergie γ totale sont associées les plus hautes valeurs de multiplicité, donc de moment angulaire J. La valeur maximale de M (∿26 ± 2) reflète la limite en moment angulaire moyen que le noyau de fusion peut supporter dans la voie d'entrée.

Tout comme pour le système $^{40}Ar(158MeV)+^{110}Pd$, et le système $^{40}Ar(158)+^{124}Sn$ (système test), les largeurs de distribution de multiplicité ont été déterminées (à mieux de 15% près) comme étant de 40%.

- Distribution de l'énergie moyenne emportée par transition γ, $\bar{\varepsilon}_\gamma$, en fonction de E_Σ.

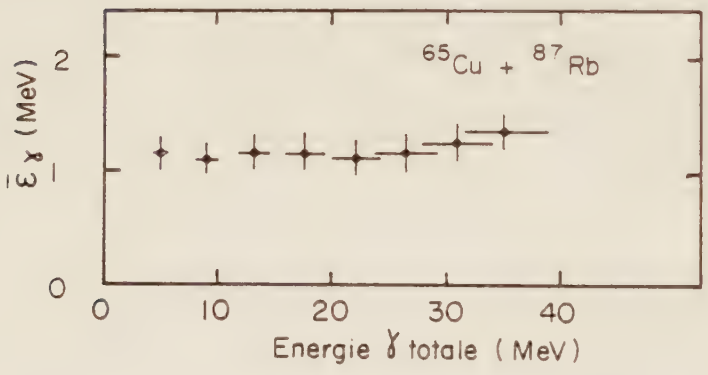


Fig. III.18 : Evolution de l'énergie moyenne emportée par transition γ, $\bar{\varepsilon}_\gamma = \frac{E_\Sigma}{M}$, en fonction de l'énergie γ totale pour le système $^{65}Cu(237\,MeV) + ^{87}Rb$.

Pour chaque tranche d'énergie γ totale, la valeur d'énergie moyenne emportée par transition $\gamma = E_\Sigma/M$ est reportée dans le tableau III.6 et sur la figure III.18. On constate que ces valeurs se regroupent autour de (1.15 ± 0.15)MeV ; compte tenu des incertitudes, la tendance à un accroissement de $\bar{\varepsilon}_\gamma$ quand E_Σ augmente ne nous semble pas significative. Pour une valeur E_Σ donnée, on trouve une valeur $\bar{\varepsilon}_\gamma$ plus élevée que dans le cas du système $^{40}Ar + ^{110}Pd$.

b3. Analyse des raies γ discrètes

3.1 - Isotopes détectés

A = 144	145	146	147	148	149	150	151	152	
				4n(*) (HAA.81)	3n (HAA.81)	2n (LUN.79)	1n (HAA.81)	noyau de fusion	$_{66}$Dy
				p3n (SIN.79a)	p2n (SIN.79b)	pn (BRO.78)			$_{65}$Tb
α4n	α3n (KOW.74) (HAE.78)	α2n (BRO.78) (KLE.79)	αn	α ou 2p2n	2pn (PII.81)	2p			$_{64}$Gd

Tableau III.9 : Désexcitation du système ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb → ^{152}Dy* : noyaux résiduels identifiés d'après les raies γ discrètes détectées avec un Ge(Li).
Les cases barrées correspondent à des isotopes non identifiés.
(*) : le ^{148}Dy a un état métastable de 680 ns de période.

Les différents isotopes repérés sur les spectres Ge(Li) sont indiqués dans le tableau III.9 (ainsi que les références de bibliographie où l'on peut trouver les schémas spectroscopiques utilisés). Le schéma de niveaux du ^{151}Dy est reporté dans l'annexe 5.

On a reporté sur la figure III.19 deux spectres d'énergie, délivrés par le Ge(Li) et correspondant à des coïncidences rapides entre Ge(Li) et spectromètre somme. La figure III.19a représente le spectre en coïncidence avec des valeurs E_Σ comprises entre 11.5 et 19.2 MeV : la voie de sortie 3n (isotope ^{149}Dy) y est dominante. Sur la figure III.19b,on repère pratiquement toutes les raies connues du ^{150}Dy, (voie de sortie 2n), depuis la raie à 397 keV ($J > 25\hbar$)) jusqu'aux raies 653 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) et 803 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$).

La figure III.20a montre le spectre en énergie délivré par le Ge(Li) pour des valeurs d'énergie γ totale comprises entre 37 et 41 MeV où la mise en évidence de la voie de sortie 1n (noyau résiduel ^{151}Dy) est la plus favorable. On y distingue en particulier les raies à 377.7 keV (59/2 → 57/2) et 1083.2 keV (57/2 → 53/2) ainsi que la raie à 1005.3 keV (51/2 → 49/2 ; 100%) qui toutes, alimentent en cascade le niveau métastable de 18.2 ns (49/2). Par contre, les raies discrètes correspondant à la désexcitation des niveaux de bas spin (<49/2) ne sont pas nettement visibles : le noyau ^{151}Dy est donc formé, par réaction nucléaire 1n, à un spin supérieur à celui du niveau métastable 49/2 (voir Annexe 5 le schéma de désintégration du ^{151}Dy).

Dans le spectre $E_{Ge(Li)}$ correspondant à la même tranche E_Σ mais pour la fenêtre en temps retardé 10 ns < $t_{Ge(Li)-\Sigma}$ < 40 ns (figure III.20b)le rapport signal/bruit est nettement moins favorable pour distinguer les raies de ^{151}Dy ; on distingue cependant les raies (telles celles à 344.6 keV, $21/2^- \rightarrow 17/2^-$) correspondant à la désexcitation de cet isotope après passage par les états métastables à 18.2ns (49/2) et 8.7ns(41/2).

Un choix judicieux en temps GeLi-Σ et en tranche E_Σ permet donc de favoriser la sélection de la voie de sortie 2n par exemple. On peut de même "nettoyer" le spectre discret d'énergie Ge(Li) pour mettre en évidence les raies du ^{151}Dy, qui sont noyées par les autres en absence de toute sélection.

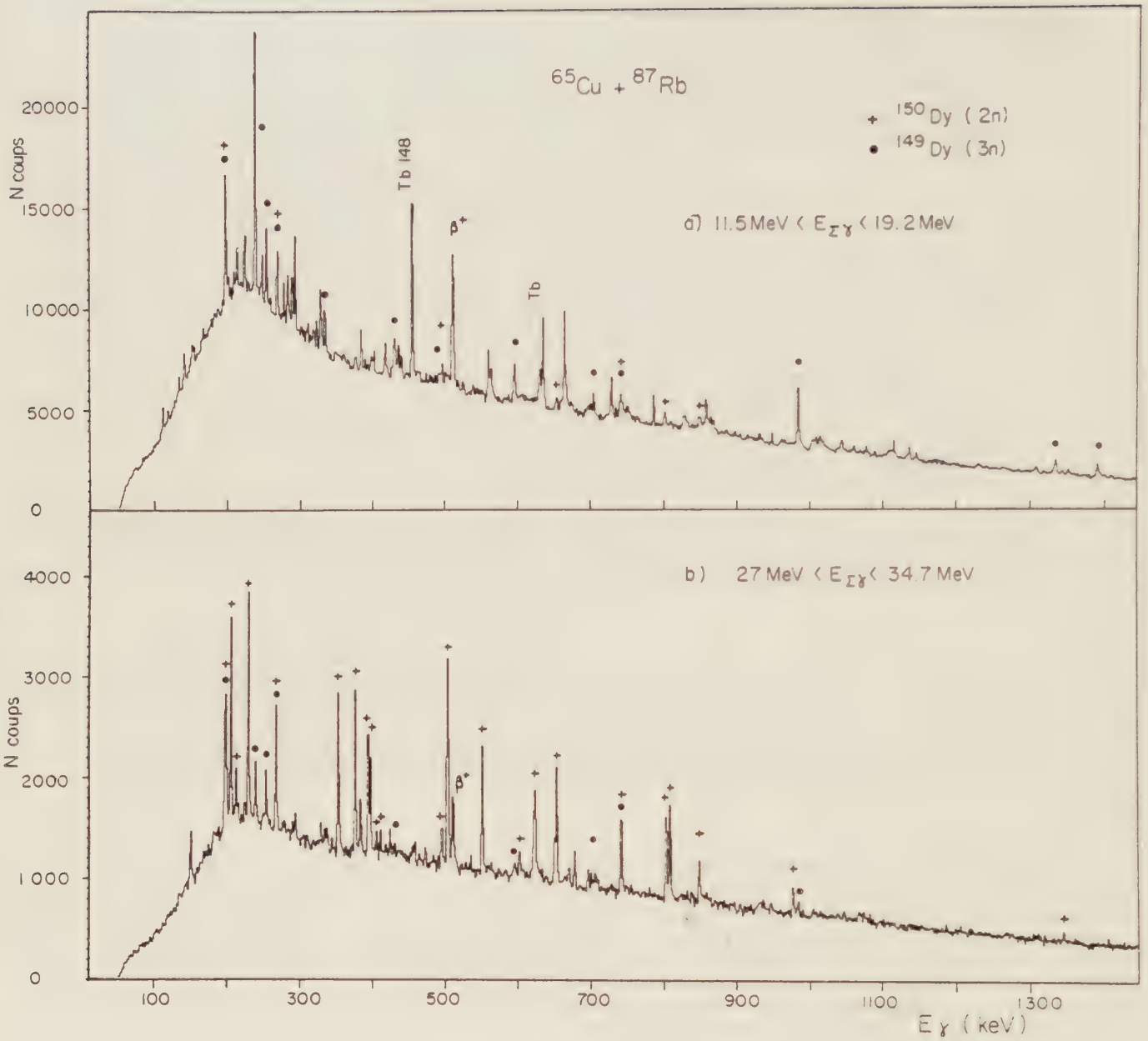


Fig. III.19 : Réaction $^{65}Cu(237MeV)+^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^{*}$:

Spectres de raies γ discrètes délivrés par le Ge(Li) en coïncidence avec des valeurs d'énergie γ totale E_Σ comprises entre :

Fig. a : 11.5 MeV - 19.2 MeV
Fig. b : 27 MeV - 34.7 MeV

Ces deux spectres correspondent à une fenêtre en temps Ge(Li) - Spectromètre somme comprise entre -20 et + 10 ns.

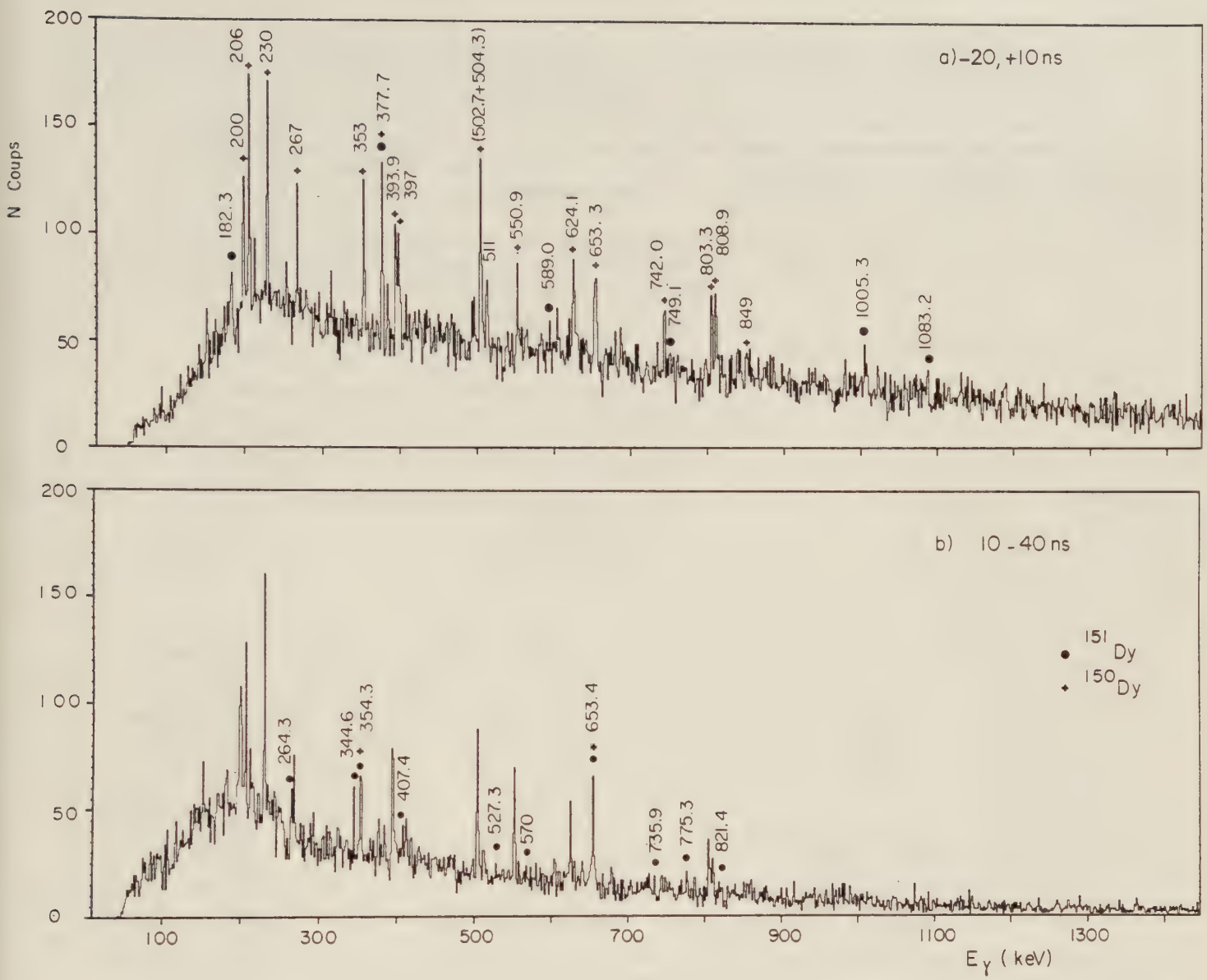


Fig. III.20 : Réaction $^{65}Cu(237MeV) + {}^{87}Rb \rightarrow {}^{152}Dy^*$:
Spectre de raies γ discrètes délivré par le Ge(Li) en coïncidence avec des valeurs d'énergie γ totale E_Σ comprises entre 37 et 41 MeV, pour deux valeurs différentes de fenêtre en temps Ge(Li)_ Spectromètre somme :
fig. a : $-20 < t_{Ge(Li)-\Sigma} < +10$ ns
fig. b : $+10 < t_{Ge(Li)-\Sigma} < +40$ ns.

3.2. Distribution de l'énergie γ totale E_Σ selon la voie de sortie

On a déterminé la distribution d'énergie γ totale pour chaque voie de sortie en étudiant les coïncidences entre le spectre E_Σ et les raies γ discrètes caractéristiques des noyaux résiduels : les distributions obtenues, présentées sur la figure III.21, appellent les mêmes remarques générales que celles exposées au paragraphe d3.3 pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd.

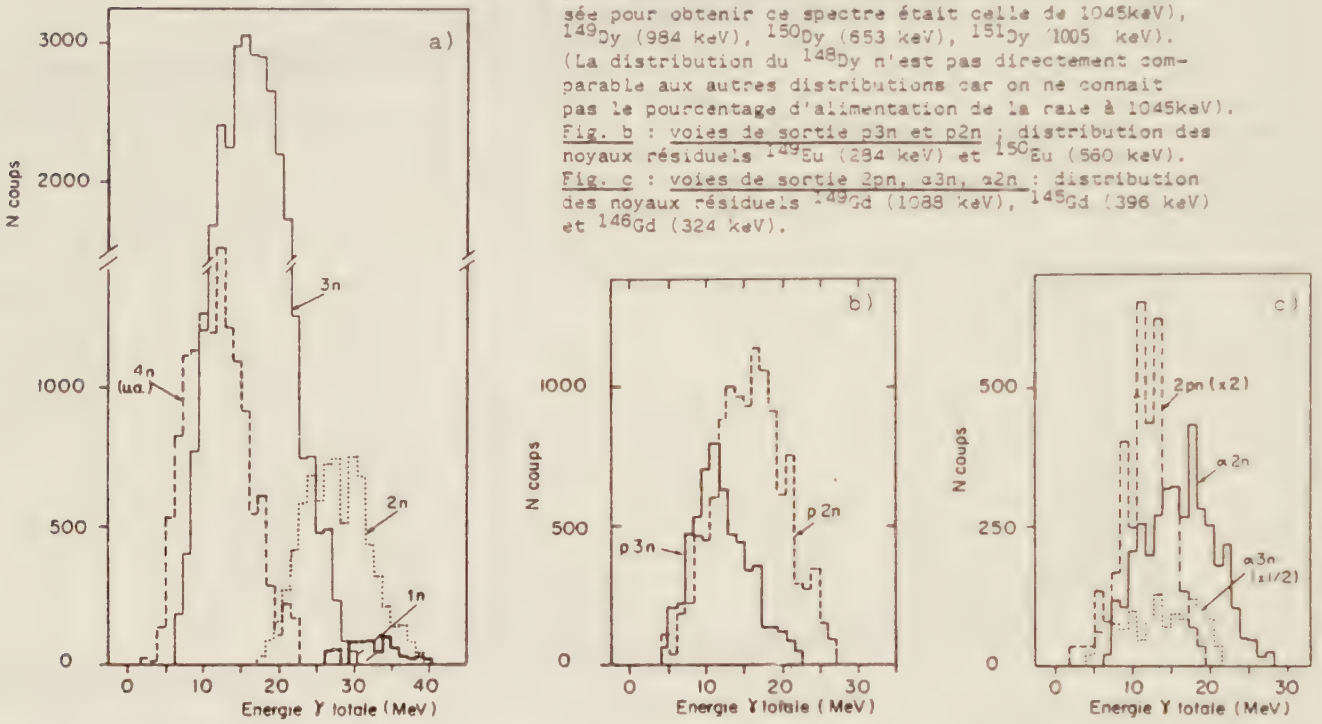


Fig.III.21 : Distributions, en fonction de l'énergie totale évacuée par γ, des événements correspondant à différentes voies de sortie pour le système $^{65}Cu(237MeV)+^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$.
Fig. a : voies de sortie xn ; distributions des noyaux résiduels ^{148}Dy (la raie caractéristique utilisée pour obtenir ce spectre était celle de 1045keV), ^{149}Dy (984 keV), ^{150}Dy (653 keV), ^{151}Dy (1005 keV). (La distribution du ^{148}Dy n'est pas directement comparable aux autres distributions car on ne connait pas le pourcentage d'alimentation de la raie à 1045keV).
Fig. b : voies de sortie p3n et p2n ; distribution des noyaux résiduels ^{149}Eu (284 keV) et ^{150}Eu (560 keV).
Fig. c : voies de sortie 2pn, α3n, α2n ; distribution des noyaux résiduels ^{149}Gd (1088 keV), ^{145}Gd (396 keV) et ^{146}Gd (324 keV).

La comparaison entre elles des aires des distributions 1n, 2n et (3n + p2n) (figures III.21a et b) confirme les rapports entre les sections efficaces absolues obtenues par irradiation (figure III.15).

On remarque que dans la région 11.5 < E_Σ < 19 MeV, la réaction 3n est la voie de sortie dominante, mais la réaction p2n constitue malgré tout environ 25% de la section efficace. Vers $E_\Sigma \sim 28$ MeV, la voie de sortie 2n prédomine très nettement : elle est responsable de la structure qui apparait à cette énergie dans le spectre global (fig.III.16):pour $E_\Sigma \sim 28$ MeV, la technique du découpage en tranches assurera une bonne sélectivité de la voie de sortie 2n. Dans la zone 25 - 41 MeV, se mélangent les voies de sortie 2n (dominante) et 1n.

La différence entre le centroïde E_Σ des distributions 3n et 2n est de 11 MeV, ce qui correspond à l'énergie de liaison du 3ème neutron dans le ^{152}Dy-(soit 9.4MeV (WAP.77) - augmentée d'une énergie cinétique de l'ordre de 2 MeV. Par contre, la différence entre le centroïde des distributions 2n et 1n ne s'élève qu'à ∿ 5 MeV : cela semble indiquer que la valeur de moment angulaire maximum apporté dans la voie d'entrée correspond à une énergie d'excitation intrinsèque qui est encore trop grande pour permettre d'accéder à toute la distribution 1n.

De même, l'écart qui existe entre la position en énergie des centroïdes des distributions 3n et 4n est très faible (∿ 5 .5MeV). Ceci est relié au fait que, dans la voie d'entrée, les plus faibles valeurs de moment angulaire J alimentent aussi bien la voie de sortie 3n que la 4n, par contre, pour des valeurs de J plus élevées, la voie de sortie

4n n'est plus alimentée, l'énergie d'excitation intrinsèque plus faible dont dispose le noyau de fusion le conduisant préférentiellement vers l'émission de 3 nucléons (pour avoir une différence d'une dizaine de MeV entre les centroïdes 4n et 3n, il faudrait disposer, dans la voie d'entrée, de plus d'énergie d'excitation).

On remarquera que les distributions p2n et p3n présentent les mêmes caractéristiques.

3.3. Distribution de la multiplicité γ moyenne M selon la voie de sortie.

Après avoir mis des fenêtres sur les raies spécifiques du spectre Ge(Li), on a déterminé, pour chaque tranche (de largeur 4.5 MeV) du spectre γ somme, la multiplicité totale moyenne associée respectivement à chaque voie de sortie.

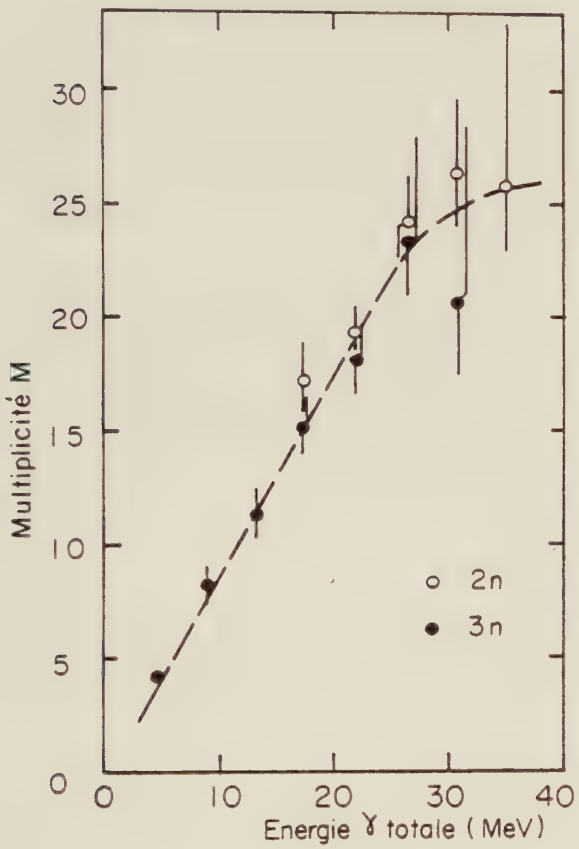


Fig. III.22 : Distribution, en fonction de la multiplicité, des événements correspondant aux voies de sortie (^{65}Cu,2n) et (^{65}Cu,3n) pour le système ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb. (On a reporté en pointillés la courbe tracée sur la figure III.17).

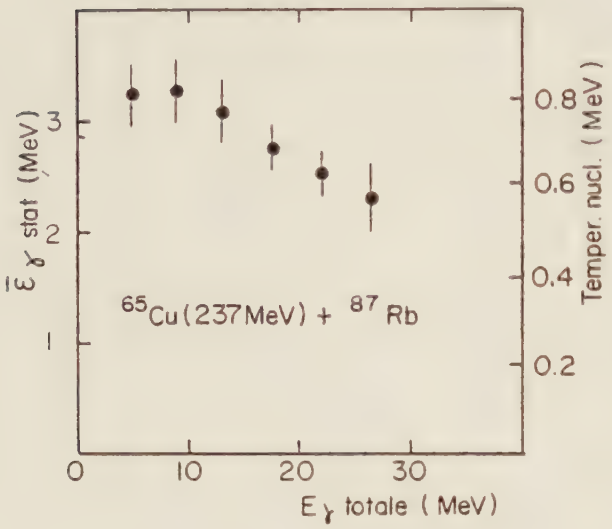
Les distributions pour les canaux de sortie 2n, 3n (reportées sur la figure III.22), ainsi que pour les canaux p2n, p3n, étudiées jusqu'à E_Σ = 40 MeV, recouvrent la distribution de multiplicité globale (figure III.17), compte tenu des incertitudes. On retrouve ici le fait que la voie 2n n'apparait qu'au-delà de 20 MeV, alors que la distribution de la voie 3n chute dès 28 MeV : ce résultat est tout à fait comparable à celui visible sur la distribution des événements en fonction de E_Σ, selon la voie de sortie (figure III.21). Le faible taux de comptage du ^{151}Dy n'a pas permis d'obtenir des valeurs de multiplicité pour la voie de sortie 1n.

Le fait que, pour les divers canaux de sortie, les évolutions de la multiplicité moyenne en fonction de E_Σ soient identiques a déjà été mis en évidence (AGU.81). Nous interprétons ceci comme dû au fait que, après émission de particules, la ligne d'entrée γ de chaque isotope résiduel se retrouve sur une même ligne d'entrée globale (voir ch. V).

b4. Analyse des raies γ dans le continuum

Le tableau III.8 regroupe les valeurs mesurées en fonction de E_Σ des divers paramètres issus des spectres de transition γ dans la région du continuum ; ces valeurs, ainsi que les incertitudes qui s'y rattachent, ont été déterminées de la même manière que celles obtenues pour ^{40}Ar + ^{110}Pd (§ A.1.b4).

4.1. Distribution, en fonction de E_Σ, de la température nucléaire T après émission des photons statistiques.



La corrélation entre T et E_Σ est très nette, comme on le constate sur la figure III.23 ; on retrouve des valeurs T d'autant plus élevées que E_Σ est faible . A la valeur moyenne $\bar{T}$=(0.7 ± 0.1)MeV correspond, pour la réaction $^{65}Cu(237\ MeV)+^{87}Rb$, une valeur moyenne d'énergie emportée par photon statistique de (2.8 ± 0.5)MeV.

Fig. III.23 : Distribution, en fonction de l'énergie totale emportée par γ, de l'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ emportée par les photons statistiques pour la réaction $^{65}Cu(237\ MeV) + ^{87}Rb$; les valeurs de température nucléaire correspondantes sont reportées sur l'échelle de droite. (incertitudes estimées comme indiqué au paragraphe 1.b.4).

On remarque que la corrélation entre T et E_Σ est plus nette que pour le système $^{40}Ar(158MeV)+^{110}Pd$. La valeur moyenne $\bar{T}$ (0.7 MeV) est supérieure à celle correspondante (0.57MeV) pour $^{40}Ar+^{110}Pd$: ce résultat est cohérent avec celui concernant les valeurs $\bar{\varepsilon}_\gamma$ d'énergie moyenne emportée par photon, bien qu'obtenu tout à fait indépendamment.

4.2. Distribution, en fonction de E_Σ, du nombre de transitions γ statistiques, n_{stat}.

Le pourcentage de photons statistiques, % stat, (compte tenu de l'influence du seuil de 480 keV en ε_γ) a été obtenu de la même façon que pour le système Ar + Pd (voir paragraphe A.1 - C.4.2).

L'évolution de % stat en fonction de l'énergie totale de la cascade γ, E_Σ, est reportée sur la figure III.24 et dans le tableau III.8.

Le nombre moyen de transitions statistiques n_{stat} correspondantes passe de 1 à 4 quand l'énergie totale de la cascade γ varie de 5 à 25 MeV (figure III.25). Pour la réaction $^{65}Cu(237MeV)$ + ^{87}Rb, la valeur moyenne du nombre de photons statistiques émis est de (2 ± 0.5).

$^{65}Cu(237\,MeV) + {}^{87}Rb \rightarrow {}^{152}Dy^*$

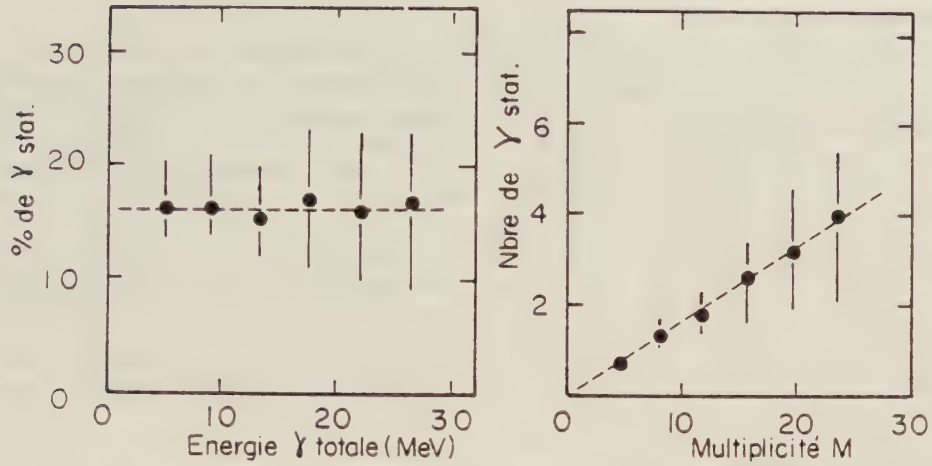
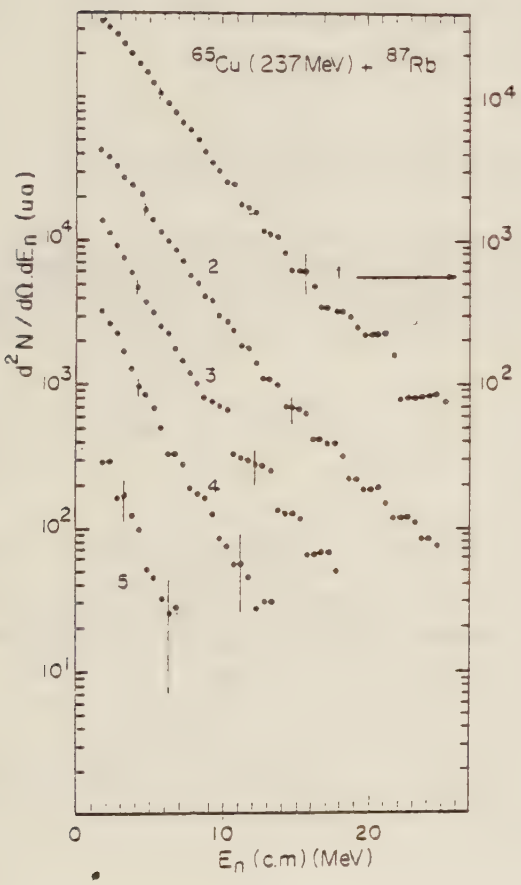


Fig. III.24 : Distribution en fonction de l'énergie totale évacuée par γ, du pourcentage de photons statistiques $\%_{\gamma stat}$.

Fig. III.25 : Distribution, en fonction de la multiplicité M, du nombre de photons statistiques $n_{stat} = \%_{\gamma stat} \times M$.

c. Analyse des spectres de neutrons émis à Elab = 237 MeV.



On a reporté sur la figure III.26 les spectres de neutrons obtenus en coïncidence avec 5 tranches successives du spectre somme, prises à partir de E_Σ = 4 MeV. Ces tranches W', de largeur ∿ 8 MeV, ont été définies pour favoriser préférentiellement certaines voies de sortie (figure III.21). On constate qu'à la tranche W'2 (11.5-19.2MeV) est principalement associée la réaction (^{65}Cu,3n) ; dans la dernière tranche (34.7-42.4MeV) se mélangent la voie de sortie 2n (qui y est dominante) et la voie de sortie 1n : on ne pourra donc acquérir précisément les résultats d'énergie cinétique de neutrons - ni donc le bilan en énergie - pour la voie de sortie 1 n.

Sur la figure III.26, les spectres correspondant aux 4 premières tranches comportent un taux de comptage suffisant pour que l'on puisse conclure qu'il n'existe dans ces spectres qu'une seule composante. (Le faible taux de comptage empêche toute conclusion pour la tranche W'5). Ces spectres montrent une décroissance exponentielle avec l'énergie, caractéristique d'une émission statistique. Les valeurs de la température nucléaire correspondante, obtenue par lissage de chaque spectre par $\varepsilon_n^{1/2} \exp(-\varepsilon_n/T_n)$ ainsi que l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron qui s'en déduit ($\bar{\varepsilon}_n = 1.5\bar{T}_n$), sont reportées dans le tableau III.10 et sur la figure III.27.

Fig. III.26 : Spectre d'énergie de neutrons obtenus, dans le système du centre de masse, en coïncidence avec des tranches E_Σ de 7.8 MeV de large.

N° de tranche W'	E_Σ (MeV)	$\bar{T}_n$ (MeV)	$\bar{\varepsilon}_n = 1.5\ T_n$ (MeV)
1	4-11.5	2.5 ± 0.15	3.75 ± 0.25
2	11.5-19.2	2.4 ± 0.15	3.60 ± 0.25
3	19.2-26.9	2.1 ± 0.2	3.15 ± 0.30
4	26.9-34.7	1.95± 0.20	2.95 ± 0.30
5	34.7-42.4	1.45± 0.40	2.2 ± 0.6

Tableau III.10 : Résultats relatifs à l'émission de neutrons par le système $^{65}Cu(237\ MeV)+^{87}Rb$. Pour chacune des tranches en énergie γ totale E_Σ, on a reporté les valeurs Tn de température moyenne du noyau après émission de neutron, et l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$, que l'on déduit.

La corrélation entre ε_n et E_Σ est assez nette pour que l'on puisse, ici aussi, conclure que la valeur moyenne d'énergie cinétique emporté par neutron est d'autant plus basse que le nombre de neutrons émis est faible.

A la réaction $^{65}Cu(237MeV)+^{87}Rb$, il correspond une température nucléaire moyenne, au moment de l'évaporation de neutrons, $\bar{T}_n$ = (2.36 ± 0.15)MeV ; la valeur correspondante de l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron est $\bar{\varepsilon}_n$ = (3.5 ± 0.25)MeV.

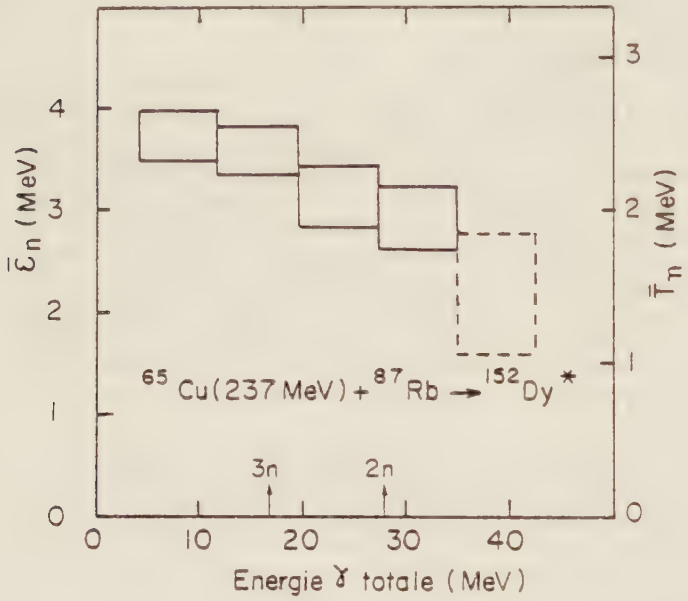


Fig.III.27: Evolution, en fonction de l'énergie totale emportée par γ, de l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$. On a reporté sur l'échelle de droite les valeurs de températures nucléaires qui ont servi à déterminer $\bar{\varepsilon}_n$.

Les principaux résultats concernant le système $^{63}Cu(237\ MeV) + ^{87}Rb$ peuvent être résumés :

- huit voies de sortie différentes, dont la voie de sortie 1n, ont pu être identifiées; à des canaux de sortie voisins correspondent des multiplicités d'autant plus élevées qu'elles sont associées à une émission d'un plus faible nombre de nucléons.

- pour une valeur E_Σ donnée, la multiplicité moyenne obtenue est la même quels que soient les canaux de sortie qui apparaissent pour cette valeur de l'énergie γ totale. L'évolution des différents paramètres (en particulier l'énergie cinétique emportée par neutron) en fonction des voies de sortie ne présentent pas de caractéristiques anormales - ce qui laisse penser que le système qui se désexcite est en fait un système équilibré du point de vue thermodynamique. L'analyse de ces résultats devrait étayer ce fait.

Pour les voies xn, les résultats obtenus pour le système ^{65}Cu(237 MeV)+^{87}Rb sont reportés dans le tableau ci-dessous :

Voie de sortie	E_Σ (MeV)	M	$\bar{\varepsilon}_\gamma$ (MeV)	$n_{\gamma stat}$	$\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ (MeV)	$\bar{\varepsilon}_n$ (MeV)
(1n)	(∿ 41)	(∿ 27)	(∿1.4)	(∿ 4)	(∿ 1.5)	(∿ 2.5)
2n	27.8±2.8	23.5±1.7	1.2±0.2	3.8±1.5	2.2±0.3	3.0±0.3
3n	16.7±1.7	15 ± 1	1.15±0.20	2.4±0.7	2.8±0.3	3.5±0.3

D - RESUME

Divers résultats expérimentaux ont été présentés dans ce chapitre III. Notre propos n'est pas ici de souligner les points importants ; mais, pour résumer, on peut rassembler ces résultats en trois groupes, selon la méthode expérimentale utilisée :

- Les fonctions d'excitation (IL, xn) (IL,pxn) (IL, αn) ont été mesurées pour les systèmes :
  $^{68}Zn + ^{82}Se \rightarrow ^{150}Gd^*$ (figure III.13)
  $^{63}Cu + ^{93}Nb \rightarrow ^{156}Yb^*$ (figure III.14)
  $^{65}Cu + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$ (figure III.15)

- Les fonctions d'excitation de fission et celle de résidus totaux d'évaporation ont été mesurées pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$ (figure III.2).

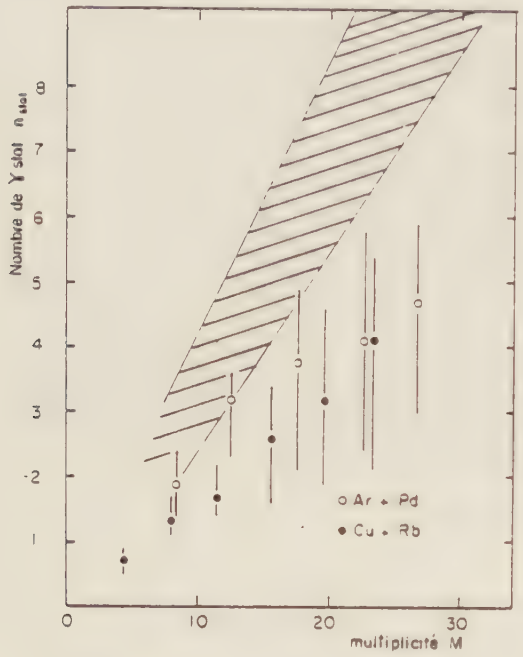
- La détection des neutrons et des rayonnements γ a permis d'obtenir des données variées concernant respectivement les réactions ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd et ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb ; à savoir :

  * Le spectre de distribution de l'énergie totale de la cascade γ, E_Σ (figures III.3 et III.16).

  * Les distributions, en fonction de E_Σ, des événements correspondant à différentes voies de sortie (figures III.7 et III.21).

  * L'évolution en fonction de E_Σ de :
    . L'énergie cinétique moyenne $\bar{\varepsilon}_n$ emportée par neutrons (figures III.12 et III.27).
    . La multiplicité moyenne totale M (figures III.4 et III.17 - voir aussi, la figure III.22).
    . L'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}_\gamma = E_\Sigma/M$, emportée par chaque transition γ (fig. III.5 et III.18).
    . L'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ emportée par chaque transition γ statistique (figures III.8 et III.23).
    Le nombre de transitions γ statistiques n_{stat} (figures III.10 et III.25).

Pour les réactions $^{40}Ar(158\ MeV) + {}^{110}Pd$ et $^{65}Cu(237\ MeV) + {}^{87}Rb$, la figure III.28 met en évidence la forte corrélation qui existe entre n_{stat} et M, comme l'ont aussi souligné Sie et al. (SIE.81) : sur cette figure, les points correspondent aux résultats (IL,xn) présentés dans ce mémoire, pour les deux systèmes $^{40}Ar + {}^{110}Pd \rightarrow {}^{150}Gd$ ($E^* = 68 \pm 5$ MeV), et $^{65}Cu + {}^{87}Rb \rightarrow {}^{152}Dy^*$ ($E^* = 54 \pm 44$ MeV). La zone en grisé recouvre les valeurs expérimentales présentées dans la référence (SIE.81), pour la désexcitation par émission 3n et 4n de noyaux de fusion formés par les systèmes $^{16}O + {}^{149\text{-}154}Sm$, ^{122}Sn, ^{110}Pd, à des énergies d'excitation variant entre 50 et 91 MeV.



On peut considérer comme admissible l'approximation utilisée jusqu'à présent, qui consistait à prendre une valeur moyenne n_{stat} de 4 unités, que ce soit pour une voie de sortie donnée et un domaine assez large d'énergie incidente, ou pour un noyau de fusion donné et l'ensemble des voies de sortie. Cependant, une analyse plus fine permet maintenant de pondérer cette contribution statistique selon la valeur d'énergie E_Σ emportée par l'ensemble de la cascade γ (voir chapitre V).

Fig. III.28 : Evolution du nombre de transitions statistiques n_{stat} en fonction de la multiplicité moyenne déterminée au centroïde de chaque tranche E_Σ.
o système $^{40}Ar(158MeV) + {}^{110}Pd$
. système $^{65}Cu(237MeV) + {}^{87}Rb$.
La zone en grisé recouvre les valeurs expérimentales présentées dans la référence [SIE.81].

C H A P I T R E IV

ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION DE FORMATION DU NOYAU DE FUSION ^{150}Gd, MISE EN EVIDENCE DE SECTIONS EFFICACES DE FUSION DITE "SOUS-BARRIERE".

Le sujet du présent mémoire s'inscrit dans le cadre des études dites "de fusion complète". Pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux, nous avons rassemblé dans les 2 derniers chapitres (chap. V et VI) les synthèses et discussions concernant la désexcitation proprement dite du noyau composé, ainsi que l'interprétation théorique de nos données à l'aide du modèle statistique. Nous allons consacrer ce chapitre IV à l'étude de la formation du noyau de fusion.

INTRODUCTION

Il est bien connu que, pour les énergies de bombardement inférieures à 10 MeV/A, les différentes classes de réactions entre ions lourds peuvent être schématiquement regroupées en plusieurs grandes catégories, correspondant à des intervalles différents de moment angulaire incident.

Aux paramètres d'impacts les plus faibles apparaissent les processus dissipatifs. Deux types de réactions dissipatives existent :

- Dans le domaine de paramètres d'impact immédiatement inférieur à celui des transferts quasi-élastiques, se situent les réactions de transfert très inélastique (TTI) ; il se forme un système composite, dans lequel les degrés de liberté ne sont pas tous équilibrés. Le système se désintègre rapidement, conduisant à deux produits de réaction plus ou moins proches du projectile et de la cible, mais leur énergie cinétique totale est très inférieure à celle de la voie d'entrée ; ce type de collisions constitue un phénomène dissipatif, tant d'ailleurs du point de vue énergie cinétique que du point de vue moment angulaire orbital (à cause de la friction tangentielle, le moment angulaire orbital dans la voie de sortie est toujours plus faible que dans la voie d'entrée).

- Dans l'intervalle compris entre une valeur limite supérieure de paramètre d'impact, et $\ell=0$ interviennent les réactions de fusion. La fusion est certainement le phénomène le plus dissipatif puisque les deux ions fusionnent en un seul système excité de nucléons : l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse est transformée en énergie d'excitation du noyau de fusion ; on dit que l'énergie est totalement relaxée. Un tel noyau de fusion complète évolue soit vers le noyau composé (qui se désexcite par évaporation de nucléons et/ou par fission) soit, dans quelques cas spéciaux, vers la fission sans barrière (fission rapide).

Les études expérimentales les plus récentes dans le domaine de la fusion s'attachent à deux types de phénomènes que l'on peut qualifier de "frontières" :

- pour les énergies assez élevées (>5.5 MeV/A) et pour les moments angulaires intermédiaires entre la fusion et les transferts très inélastiques, se situent les phénomènes que l'on peut qualifier de fission rapide [BOR81].

- Au niveau de la barrière de fusion, les sections efficaces de fusion mesurées se trouvent être plus élevées que celles prévues par le calcul de pénétrabilité de barrière à une dimension quel que soit le potentiel nucléaire utilisé [VAZ81].

Puisque le travail présenté dans ce mémoire est focalisé sur la fusion complète aux basses énergies (<6.5MeV/A), le premier point(fission rapide)ne sera abordé que très brièvement dans ce mémoire. Par contre, le second point (fusion au niveau de la barrière) nécessitera un certain développement.

La première partie de ce chapitre traitera des limitations à la fusion. On étudiera, dans un premier temps, la limitation à l'obtention de résidus d'évaporation, dans un deuxième temps, la limitation à l'existence d'un noyau de fusion ; l'étude du système $^{40}Ar + ^{110}Pd$ illustrera notre propos. On comparera nos résultats de sections efficaces de fusion aux prévisions théoriques qui ressortent du modèle de pénétration de barrière à une dimension, et pour les énergies les plus élevées, aux valeurs calculées dans le cadre du régime critique.

Avant d'aborder l'analyse de nos valeurs expérimentales de sections efficaces, nous rappellerons, dans la seconde partie de ce chapitre, comment une description semi-classique peut rendre compte de l'interaction entre ions lourds, et donc de l'évolution de la section efficace de fusion complète en fonction de l'énergie incidente. Parmi les quelques modèles théoriques qui peuvent décrire la fusion, nous avons choisi une procédure semi-empirique qui inclue la pénétrabilité de la barrière à une dimension (dépendance du rayon de fusion en fonction de ℓ) et utilise comme potentiel nucléaire, le potentiel de proximité de Blocki (sans friction). Par ailleurs, on sera amenés à définir la notion de barrière de fusion d'onde s.

Le problème de la fusion sous-barrière sera alors discutée ; cet aspect intéressant ressort des valeurs de sections efficaces mesurées pour les systèmes lourds $^{40}Ar + ^{110}Pd$ et $^{68}Zn + ^{82}Se$.

A - LIMITATIONS A LA FUSION

Le terme fusion, quand il sera employé dans ce mémoire, recouvrira en fait l'expression "fusion complète". Les réactions de fusion incomplète, associées à des transferts très inélastiques, n'étant pas à considérer ici puisqu'elles n'interviennent qu'au-delà de 100 MeV d'énergie d'excitation. Dans ces conditions, et mis à part les réactions $^{40}Ar+^{110}Pd$ correspondant à une énergie d'excitation de 118 et 145 MeV (pour lesquelles peuvent également exister un mécanisme conduisant vers la fission rapide) ; on peut donc considérer dans tout ce qui suit que le noyau de fusion complète évolue vers un noyau composé, qui présente les caractéristiques bien connues :

- Le noyau composé est formé de tous les nucléons du projectile et de la cible,
- Le noyau composé a atteint l'équilibre statistique de tous les degrés de liberté (les nucléons composant le projectile et la cible ont perdu leurs caractéristiques initiales, tant collectives qu'individuelles ; leurs nouvelles caractéristiques se rattachent à un potentiel nucléaire unique. En particulier, toute l'énergie cinétique disponible compte tenu de la conservation de la quantité de mouvement se distribue sur l'ensemble des degrés de liberté. Puisque l'équilibre statistique concerne en particulier l'énergie d'excitation, on peut définir une température nucléaire T pour l'ensemble du noyau).

- Le noyau composé, à un certain moment de son existence, a une déformation inférieure à celle du point selle (ce qui d'ailleurs n'exclue pas une déformation ultérieure plus importante conduisant à une désexcitation par fission).

- Un des problèmes est celui de la durée de vie τ. Les mesures expérimentales ne sont pas aisées (utilisation de l'effet de "blocage" dans un monocristal ; voir AND80 et les références qui y sont citées).Les prédictions théoriques (durée de vie égale à l'inverse de la probabilité d'émission d'un neutron) prévoient τ compris entre 2.10^{-21} et 10^{-18} seconde.

1. LIMITATIONS A LA FUSION DANS L'APPROXIMATION DE COUPURE FRANCHE : CALCUL DU MOMENT ANGULAIRE MAXIMUM DISPONIBLE DANS LA VOIE D'ENTREE.

L'approche semi-classique de l'interaction entre ions lourds a été souvent exposée [LEF76...]. Rappelons-en les grands traits. Le calcul de la section efficace de fusion complète σ_{FC} s'effectue par une sommation des contributions des différentes ondes partielles ℓ

$$\sigma_{FC} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} (2\ell+1)\, T_\ell(\bar{E})\, P_\ell(\bar{E})$$

où $\bar{E}$ est l'énergie du projectile dans le système du centre de masse, $\lambda\!\!\!^{-}$ la longueur d'onde réduite de de Broglie, $T_\ell(\bar{E})$ les coefficients de transmission pour l'onde partielle ℓ, à travers ou au-dessus la barrière de fusion, et $P_\ell(\bar{E})$ la probabilité de fusion de l'onde ℓ qui pénètre ; elle est prise égale à 1 si $T_\ell > 0$.

Pour les énergies près de la barrière, les valeurs de $T_\ell(\bar{E})$ sont couramment calculées, pour un potentiel réel donné, à l'aide de l'approximation parabolique ; (voir paragraphe IV.B.1). Pour les énergies nettement au-dessus de la barrière, de nombreux modèles utilisent l'approximation de coupure franche

$$T_\ell(\bar{E})_\ell P(\bar{E}) = \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{max}\ (\bar{E}) \\ 0 & \ell > \ell_{max}\ (\bar{E}) \end{cases} \qquad \text{(IV.2)}$$

qui réduit l'équation (IV.1) à la formule classique (noyaux assimilés à 2 sphères tangentes) dans la limite où, à l'énergie $\bar{E}$ considérée, la valeur de moment angulaire maximum disponible pour la fusion ℓ_{max} est grand devant 1 :

$$\sigma_{FC} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\, [\ell_{max}(\bar{E}) + 1]^2 \qquad \text{(IV.3)}$$

Si la valeur σ_{FC} est connue expérimentalement avec une bonne précision, la formule IV.3 donne accès à la valeur expérimentale de ℓ_{max}.

Une approximation justifiée dans le cas des ions lourds [LEF66] permet d'exprimer aussi σ_{FC} par la relation classique :

$$\sigma_{FC} = \pi\, R_B^{\,2}\, (1 - \frac{V_B}{\bar{E}}) \qquad \text{(IV.4)}$$

où $V_B = V_N + V_c$ est la barrière de fusion (supposée non pénétrable du point de vue quantique), égale à la somme des potentiels nucléaire et coulombien. Elle est évaluée au rayon R_B, supposé indépendant de l'énergie.

Le tracé des valeurs expérimentales σ_{FC} en fonction de $\bar{E}^{-1}$ a permis de faire apparaître l'existence de plusieurs régimes successifs quand l'énergie incidente augmente [VIG79].

- Pour les énergies immédiatement supérieures à la barrière de fusion V_B, la fusion n'est limitée que par le franchissement de cette barrière. On peut en extraire, assez grossièrement, les deux paramètres indépendants que sont la hauteur V_B de la barrière sans pénétrabilité(en extrapolant à σ=0) ainsi que la position radiale R_B (mais la valeur R_B ainsi déterminée n'est qu'une valeur approchée (VAZ78) dans la mesure où l'équation IV.4 n'inclue pas de dépendance en ℓ pour la distance de fusion R_B).

- Pour des énergies incidentes supérieures à une énergie dite énergie de transition E_{tr}, apparaît la notion de distance critique d'approche, introduite par Galin et al. (GAL.74a) dans le formalisme de la densité d'énergie : la condition nécessaire pour qu'il y ait fusion est un certain recouvrement des densités nucléaires ; plus précisément, il faut que la distance entre les centres de masse des noyaux soit inférieure ou égale à une distance critique $R_{cr} = r_{cr}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, distance pour laquelle la dissipation d'énergie cinétique relative en excitation interne est réalisée rapidement ; la valeur du paramètre r_{cr} s'est révélée être une constante (1.04 ± 0.07 Fm) pour un grand nombre de systèmes. Conséquence du concept de distance critique, on peut déduire dans la zone du régime critique une formule approchée pour calculer la section efficace de formation d'un noyau de fusion complète, analogue à la formule IV.4 :

$$\sigma_{cr} = \pi\, R_{cr}^{\,2}\, [1 - \frac{V_{cr}}{\bar{E}}] \qquad \text{(IV.5)}$$

Le potentiel d'interaction V_{cr} à la distance R_{cr} a été paramétrisé par Ngô sous la forme $V_{cr} = a + b\ Z_1 Z_2$ (NGO.75). Nous avons utilisé cette paramétrisation pour calculer (avec $r_{cr} = 1.05$ fm) la valeur de moment angulaire critique, ℓ_{cr}, en combinant les relations IV.3 et IV.5.

Sur les figures IV.1 sont reportées les courbes d'énergie potentielle pour différentes valeurs de moments angulaires, calculées pour les systèmes $^{40}Ar + {}^{110}Pd$ et $^{68}Zn + {}^{82}Se$.* Le processus de fusion correspond au cas où le système est "piégé" dans une poche du potentiel d'interaction en fonction de la distance entre les centres de masse des noyaux.

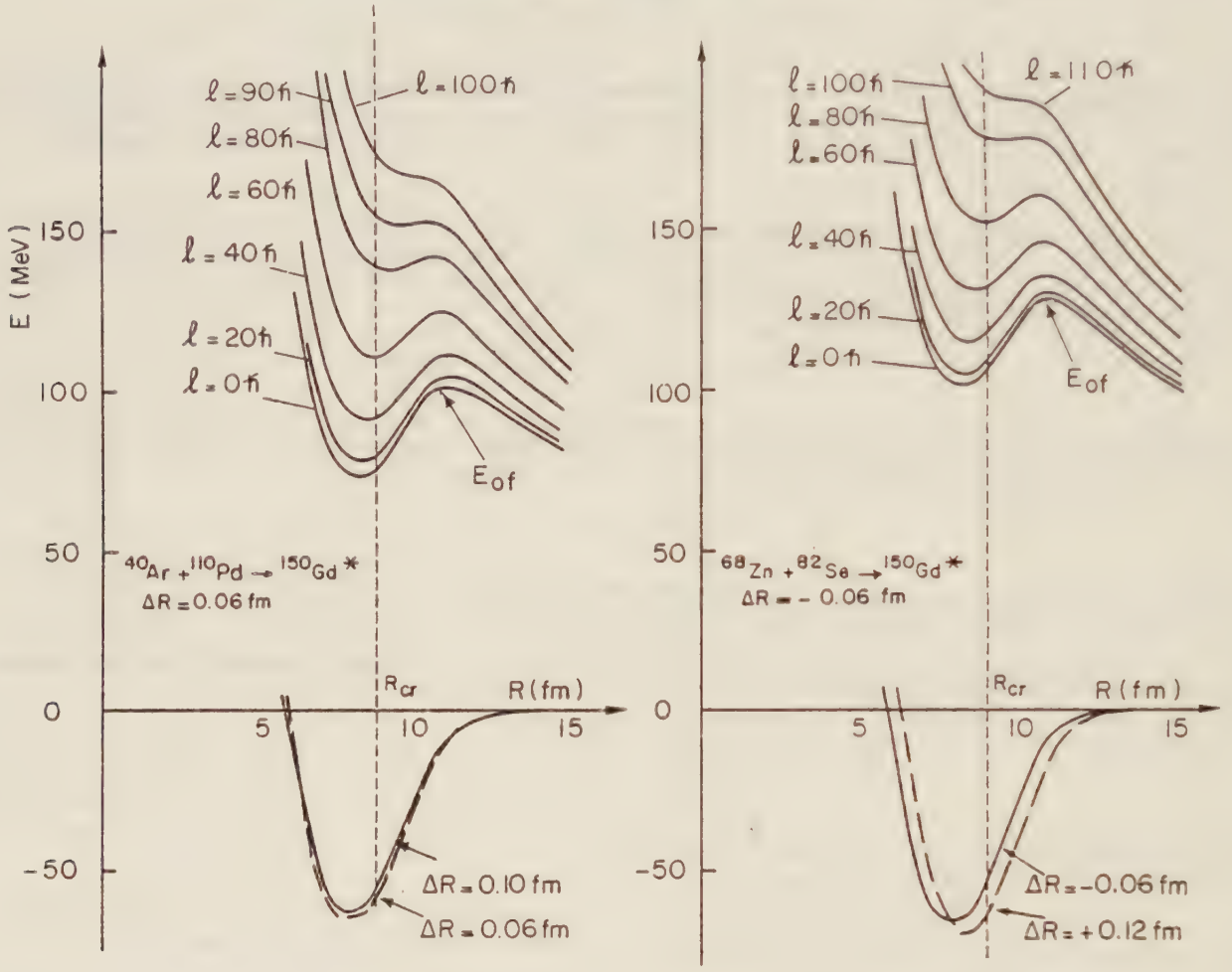


Fig. IV.1 : Variation de l'énergie potentielle d'interaction E qui se développe entre deux ions en fonction de leur distance d'approche R. Les courbes sont calculées, pour les valeurs de moment angulaire indiquées, avec un potentiel de proximité modifié par l'introduction du paramètre ΔR (voir texte).
La valeur E_{of} de la barrière de fusion d'onde s est représentée par une flèche.
Dans la partie inférieure de chaque figure, on a représenté le potentiel nucléaire pour deux valeurs de ΔR.
La position de la distance critique R_{cr} a été calculée en utilisant $R_{cr} = 1.05$fm.

* Pour établir ces figures (et pour calculer toutes les sections efficaces de fusion complète) on a utilisé le programme de calcul FRANPIE de L.C. VAZ [VAZ.81b].

2. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA LIMITATION A LA FUSION

Pour les réactions étudiées ici (projectile de masse ∿ 40 - 68 u et noyau composé de A ∿ 150u), la compétition entre évaporation de particules (ici principalement des neutrons) et fission est importante : en effet, le moment angulaire disponible dans la voie d'entrée peut être suffisamment élevé pour que la barrière de fission correspondante, $B_{f\ell}$, devienne inférieure à l'énergie de liaison moyenne S_n des neutrons. Dans ces conditions, obtenir la section efficace de fusion complète σ_{FC} nécessite donc, du moins pour les énergies d'excitation élevées, la mesure conjointe des sections efficaces de formation de résidus d'évaporation (σ_{RE}) et celles de fission (σ_F).

- L'étude de la limitation à la formation des résidus d'évaporation concernera les systèmes $^{40}Ar + ^{110}Pd$ et $^{68}Zn + ^{82}Se$. Dans l'approximation de coupure franche, nous calculerons le moment angulaire ℓ_{RE} associé aux valeurs expérimentales de sections efficaces de résidus d'évaporation.

. Aux énergies immédiatement supérieures à la barrière de fusion, ce moment angulaire ℓ_{RE} représente le moment angulaire maximum ℓ_{max} disponible dans la voie d'entrée pour la formation du noyau de fusion.

. Aux énergies plus élevées, on mettra en évidence pour quelle valeur le moment angulaire $\ell > \ell_{Bf \backsim Sn}$ la fission devient un phénomène compétitif.

- L'étude globale de la limitation à la formation de noyaux de fusion s'appuiera sur les résultats obtenus pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$. La détermination directe du moment angulaire orbital maximum (ℓ_{max} ou ℓ_{cr}) au-delà duquel la formation d'un noyau de fusion est inhibée permettra une comparaison avec les valeurs correspondantes déterminées semi-empiriquement.

2.a. Limitation à la formation de résidus d'évaporation

a1. Système $^{40}Ar + ^{110}Pd$

Tableau IV.1

anciennes valeurs (DELL77) E_{lab}(MeV)	E_{lab} (MeV)	$\bar{E}$ (MeV)	E* (MeV)	σ_{RE} (mb) mesuré	σ_{RE} (mb) estimé	σ_{RE} (mb) total	ℓ_{RE} (ħ)
140± 1	135.5 ± 1.5	99.4	52 ± 1	41	9	50	15
143± 1	140 " "	102.7	55 ±	135.5 ± 15	17 ± 10	152.5 ±18	26.5 ± 2
149± 5	143.5 ± 6	105	58 ± 4.5	168.5	22.5	191 ± 30	30 ± 2
149± 1	146 ± 1.5	107	59.5±1	275 ± 30	25 ± 15	300 ±35	38 ± 2
154± 1	152 " "	111.5	64	336	34.5	400.5	43
159± 5	155.5 ± 6	114	66.5±4.5	392.5	40	433	47
158± 1	157 ± 1.5	115	68 ± 1	437	43.5	480.5	50
163± 1	162 ± 1.5	118.8	71.5±1	551	60	611	57
163± 5	162.5 ± 6	119	71.5±4.5	493 ± 70	60 ± 20	553 ± 75	54 ± 8
168± 5	167 ± 6	122.5	75 ±4.5	523.5	85	608.5	58
168± 1	168 ± 1.5	123.2	76 ±1	567	93	660	60
175± 5	170 ± 6	124.7	77 ±4.5	548	105	653	60
178± 5	177.5 ± 6	130.2	82.5±4	413	167	580	58
186± 5	182.5 ± 6	133.8	86 ±4	441	202	643	62

Système $^{40}Ar + ^{110}Pd$: valeurs de sections efficaces de résidus d'évaporation ℓ_{RE} obtenues en additionnant l'ensemble des voies de sortie mesurées par Della Negra et al. [DELL.77] et celles qui, en absence de mesure, ont dû être interpolées ou extrapolées. Les valeurs de moments angulaires sont calculées dont l'hypothèse de coupure franche.
Les valeurs d'énergie correspondent au nouveau calcul de ralentissement (voir texte).

Pour les énergies faibles, (environ 1.4 fois la barrière de fusion V_B), on a déduit les sections efficaces de résidus d'évaporation des résultats que Della Negra et al. (DELL.77) ont obtenu, entre 52 et 125 MeV d'énergie d'excitation, en utilisant la méthode d'activation et de comptage hors ligne (méthode que nous avons utilisée pour le système Zn+Se, et décrite dans le chapitre I). A partir de sections efficaces que ces auteurs ont mesurées - (Ar,xn) avec x=3,4,5, (Ar, p3n), (Ar,p4n+5n), (Ar,αxn) avec x=3 et 5, (Ar,αp5n) et(Ar,2α3n) - il leur a été possible d'interpoler et d'extrapoler les sections efficaces pour les réactions (Ar,6n),(Ar,p5n), (Ar,α4n).

Les valeurs que nous avons reportées dans le tableau IV.1 diffèrent cependant, bien que légèrement, de celles présentées dans la référence (DELL.77). Deux raisons à cela :

- D'une part, les valeurs d'énergie reportées dans le tableau IV.1 diffèrent de celles antérieurement données par Della Negra et al. : ces auteurs s'étaient alors servis des tables de Northcliffe et Schilling (NOR.70) pour calculer les ralentissements des ions argon dans des ralentisseurs d'aluminium ; or celles-ci se sont depuis révélées inexactes dans la mesure où elles surestiment le ralentissement d'ions lourds dans des matériaux légers. Nous avons donc été amenés à refaire les calculs de ralentissement en utilisant les tables de Hubert et al. (HUB.80) ; les corrections affectent peu les valeurs d'énergie élevées ; mais pour les énergies les plus faibles, la différence d'énergie dans le laboratoire peut atteindre 4.5 MeV (cas où les ions incidents étaient ralentis d'environ 30 MeV).

L'effet global de ces corrections est de translater les valeurs les plus faibles de section efficace de fusion vers des énergies plus basses.

-D'autre part, nous avons estimé, lors de l'extrapolation des sections efficaces non mesurées, les sections efficaces des voies (Ar,2n), et (Ar,αn), qui n'avaient pas été prises en considération dans la référence (DELL.77) ; mais, la somme de ces deux fonctions d'excitation ne représente pas une section efficace importante puisque les transitions promptes correspondant à la désexcitation des noyaux ^{148}Gd et ^{145}Sm n'ont pas été observées lors de l'expérience en ligne (voir chapitre III).

Dans le tableau IV.1 sont reportées les sections efficaces de résidus d'évaporation que nous avons obtenues en additionnant l'ensemble des voies de sortie (valeurs mesurées et valeurs extrapolées ou interpolées). (Nous nous sommes limités à une énergie d'excitation de 86 MeV, puisqu'au-delà les valeurs estimées de sections efficaces sont supérieures à 50% des valeurs mesurées). Les moments angulaires correspondants ont été calculés dans l'approximation de coupure franche (formule IV.3).

Tableau IV.2

E_{lab} (MeV)	$\bar{E}$ (MeV)	E* (MeV)	σ_{RE}(mb)	ℓ_{RE}(ħ)
164 ± 1	120	72.5 ± 0.7	640 ± 75	59 ± 3.5
171 ± "	125.5	78 ± "	690 ± 100	62 ± 4
179 ± "	131	83.5 ± "	700 ± 145	64 ± 6
197 ± "	144.5	97 ± "	760 ± 85	70 ± 3.5
225.5 ± 1.5	165.5	118 ± 1	710 ± 75	72.5 ± 4
262 ± "	192	144.5 ± "	665 ± 70	75.5 ± 4

Système ^{40}Ar + ^{110}Pd : valeurs expérimentales des moments angulaires maximum associés à l'obtention de résidus d'évaporation : calcul dans l'approximation de coupure franche à partir des valeurs σ_{RE} mesurées par la méthode ΔE-E.

Les valeurs σ_{RE} que nous avons mesurées entre 70 et 150 MeV d'énergie d'excitation, par la méthode ΔE-E, sont rassemblées dans le tableau IV.2 avec les valeurs ℓ_{RE} correspondantes.

Il s'avère intéressant [BRI77] de reporter ces valeurs expérimentales ℓ_{RE} dans un plan (E*,J) (figure IV.2a). Jusqu'à E* ∿ 75 MeV ($\ell \lesssim 60\hbar$), l'ensemble des points se regroupe suivant une courbe ; cette courbe visualise,en fonction de l'énergie d'excitation disponible, l'évolution de la valeur maximale $\ell_{RE} = \ell_{max}$ de la distribution en moment angulaire dans la voie d'entrée, distribution qui alors conduit à la désexcitation des noyaux de fusion par émission de particules (obtention de noyaux froids résidus d'évaporation).

Aux alentours de ℓ_{RE} ∿ 55 à 60 ħ, on observe une rupture dans l'allure de cette courbe : le moment angulaire ℓ_{RE} augmente moins vite, témoignant de l'apparition de la désexcitation par fission qui limite donc la formation de résidus d'évaporation (la notion de distance critique n'est pas en cause ici puisque l'énergie de transition se situe à E* ∿ 88 MeV).

Entre 110 et 140 MeV, la valeur de moment angulaire sature aux alentours de 74 ħ ; cette valeur est à comparer avec la valeur de moment angulaire pour laquelle la barrière de fission est égale à l'énergie de liaison moyenne des neutrons : pour A ∿ 150, le calcul de Cohen, Plasil et Swiatecki dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante conduit à

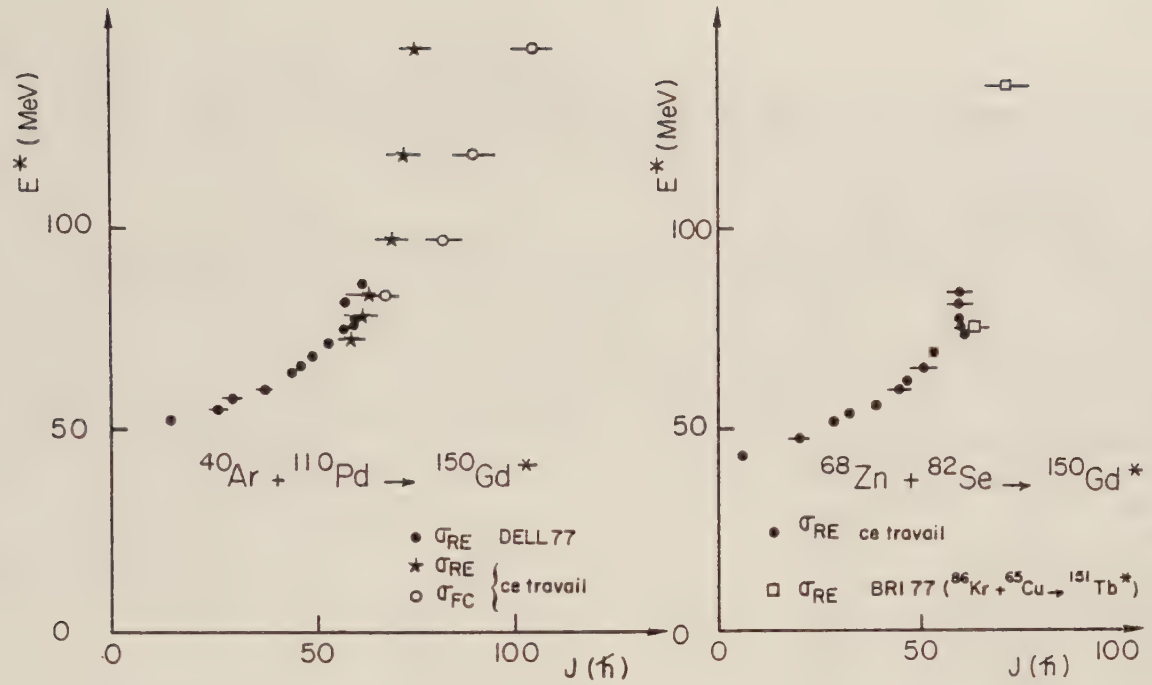


Fig. IV.2a : Système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$:
-Valeurs expérimentales de moment angulaire ℓ_{RE} correspondant à l'obtention de résidus d'évaporation (formule IV.3) pour diverses énergies d'excitation du noyau de fusion.
Points noirs : valeurs obtenues en sommant les résidus individuels d'évaporation (travaux de DELL.77 avec nouveaux calculs d'énergie, voir texte).
Etoiles : mesures de résidus totaux d'évaporation (ce travail).
On a également reporté (points blancs) les valeurs ℓ_{FC} correspondant aux sections efficaces de fusion complète (ce travail).

Fig. IV.2b : Système $^{68}Zn + ^{82}Se \rightarrow ^{150}Gd^*$.
- Valeurs expérimentales de moment angulaire ℓ_{RE} correspondant aux valeurs de résidus d'évaporation obtenues en sommant les résidus individuels (voir texte). Les carrés blancs représentent les valeurs issues de la référence BRI77 pour le système voisin $^{86}Kr + ^{65}Cu$.

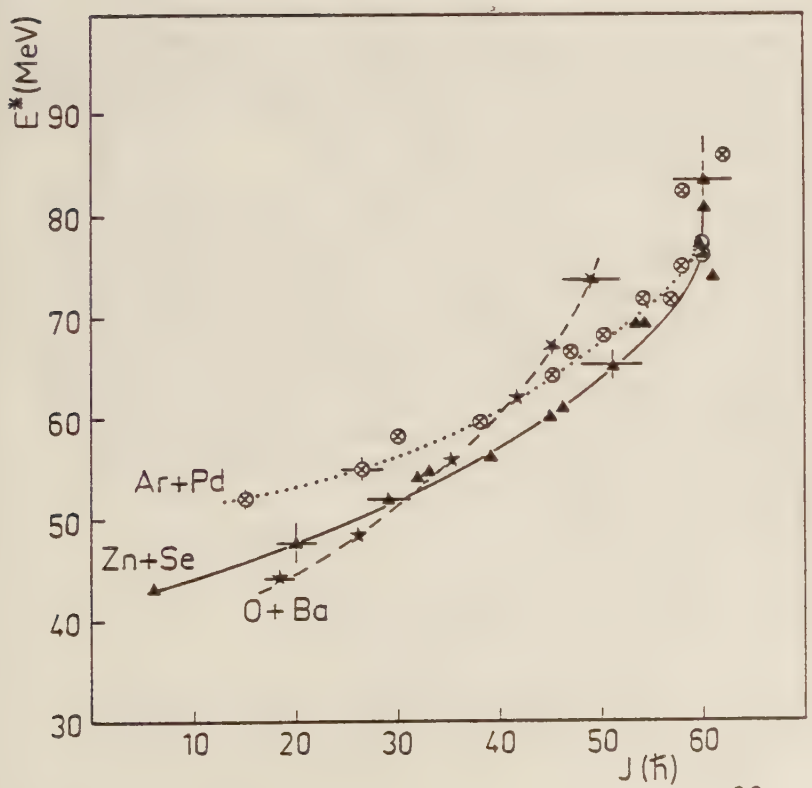


Fig. IV.3 : Influence de la voie d'entrée sur la distribution, dans le plan (E*,J), du moment angulaire maximum ℓ_{RE} conduisant à l'obtention de résidus d'évaporation.
Les points représentent les résultats expérimentaux obtenus en additionnant les sections efficaces correspondant aux résidus individuels d'évaporation (valeurs de sections efficaces mesurées et valeurs extrapolées - voir texte). Pour les systèmes $^{68}Zn+^{82}Se$, et $^{40}Ar+^{110}Pd$, les valeurs sont celles qui étaient reportées sur les figures IV.2a et 2b. Pour le système $^{16}O + ^{134}Ba$, les valeurs sont tirées de la référence [DELL.77a]. Les courbes servent à guider l'oeil.

$\ell_{Bf=Sn} \sim 77\ \hbar$ (COH.74). Cette constatation est en accord avec les résultats que Britt et al. [BRI77] obtiennent pour des systèmes voisins (^{40}Ar + ^{109}Ag...) dans le même domaine d'énergie d'excitation.

a_2. Système ^{68}Zn + ^{82}Se

A partir des fonctions d'excitation de résidus individuels d'évaporation que nous avons obtenues pour le système ^{68}Zn + ^{82}Se + ^{150}Gd, nous avons appliqué la même procédure que pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd afin d'extraire les valeurs de sections efficaces de résidus totaux d'évaporation. Le tableau IV.3 regroupe les valeurs mesurées, les valeurs estimées et finalement les valeurs de résidus d'évaporation obtenues par sommation ; on s'est limité aux énergies d'excitation inférieures ou égales à 83 MeV afin de n'avoir pas à estimer plus d'un tiers de la section efficace σ_{RE}.

Tableau IV.3

E_{lab} (MeV)	$\bar{E}$ (MeV)	E* (MeV)	σ_{RE}(mb) mesuré	σ_{RE}(mb) estimé	σ_{RE}(mb) total	$\ell_{RE}(\hbar)$
205 ± 5	112.1	40	<0.7		< 0.7	
211 ± 5	115.3	43.3	4.1	2	6	6
218.5 ± 3.5	119.5	47.5	39	21	60 ± 10	20 ±2
226 ± 3.5	123.5	51.8	85.5	32.5	118 ± 25	29 ±2.5
230 ± 4.5	125.7	54	100	40	140 ± 25	32 ±2.5
231.5 ± 2.5	126.6	54.7	110	40	150 ± 25	33 ±2.5
234.5 ± 3.5	128.2	56.3	164	40	205 ± 30	39 ±2.5
241.5 ± 3	132.0	60.1	229.5	42.5	272 ± 40	45 ±2.5
243.5 ± 3	133.1	61.2	236	44	280 ± 40	46 ±2.5
250 ± 2.5	136.7	64.8	292	40	332 ± 50	51 ±3
257.5 ± 3	141	68.9	313	47	360 ± 65	53.5±3
258 ± 2.5	141	69.1	324	40	364 ± 65	54 ±3
266.5 ± 2.5	145.7	73.9	379.5	68	448 ± 70	61 ±3
270.5 ± 2.5	148	76	357.5	73.5	430 ± 65	60 ±3
272 ± 3	148.7	77	340.5	80	420 ± 55	59.5±3
279 ± 2.5	152.5	80.7	310	102	412 ± 50	60 ±3
294 ± 3.5	155	83.2	291.5	115	406 ± 50	60 ±3

Système ^{68}Zn + ^{82}Se : valeurs de sections efficaces de résidus d'évaporation σ_{RE} obtenues en additionnant les fonctions d'excitation mesurées et celles interpolées ou extrapolées. Les valeurs correspondantes de moment angulaire ont été calculées à l'aide de la formule IV.3.

Sur la figure IV.2b sont reportées, en fonction de l'énergie d'excitation, les valeurs de moment angulaire ℓ_{RE} correspondant aux valeurs σ_{RE} observés par sommation (et interpolation) des voies de sorties individuelles. Jusqu'à $\ell \sim 55 - 60\ \hbar$, l'ensemble des points définit une courbe qui reflète la voie d'entrée. Une brusque rupture de pente apparaît pour $\ell \sim 60\ \hbar$ signant l'apparition de la désexcitation par fission (non mesurée ici). La limite $\ell_{RE} \sim 60\ \hbar$ pour les valeurs $E^* \sim 90$ MeV, est en bon accord avec la valeur ℓ_{RE} trouvée pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd - témoignant ainsi du fait que le noyau de fusion "oublie" la façon dont il a été formé, ne conservant que la mémoire du moment angulaire et de l'énergie d'excitation. Ce fait a déjà été mis en évidence par BRITT et al. De plus, comme on peut le constater sur la figure IV.2b, nos valeurs pour le système ^{68}Zn + ^{82}Se concordent avec celles mesurées par ces auteurs pour le système très voisin ^{86}Kr + ^{65}Cu.

Les valeurs expérimentales ℓ_{RE} correspondant aux deux systèmes ^{40}Ar + ^{110}Pd et ^{68}Zn + ^{82}Se sont reportées dans le même plan (E*,J) sur la figure IV.3. Nous y avons ajouté les points obtenus (selon la même méthode) par Della Negra et al. [DELL.77], pour le système ^{16}O + ^{134}Ba qui conduit au même noyau de fusion ^{150}Gd. Une dilatation de l'échelle en énergie permet de mettre en évidence l'influence de la voie d'entrée sur le processus de formation du noyau de fusion. Ainsi, pour les énergies d'excitation $E^* \gtrsim 60$ MeV, cette représentation fait apparaître le fait bien connu que la distribution en moment angulaire disponible dans la voie d'entrée est la plus large dans le cas d'un système symétrique. Quant à l'influence de la voie d'entrée sur le seuil de fusion, elle sera étudiée dans la section B2 de ce chapitre, en considérant les valeurs d'énergie $\bar{E}$ dans le système du centre de masse (et non pas les énergies d'excitation qui font intervenir le bilan énergétique Q de la réaction de fusion).

2b. Limitation à la fusion pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$

Pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$, les valeurs de section efficace de fusion complète σ_{FC} (tableau IV.4) correspondent à la somme $\sigma_{RE} + \sigma_F$, en supposant que tous les événements détectés en tant que résidus d'évaporation ou fragments de fission proviennent d'un noyau de fusion complète. Cette hypothèse est raisonnable jusqu'à une énergie d'excitation d'environ 100 MeV. En effet, pour le système voisin $^{40}Ar + ^{116}Sn$, Logan et al. [LOG.80] suspectent la présence de fusion incomplète, en raison de la quantité de particules chargées détectées aux angles avant, quand l'énergie incidente des ions Ar est supérieure à 220 MeV*. Dans le cas $^{40}Ar+^{110}Pd$, l'hypothèse d'absence de fusion incomplète est donc discutable pour nos deux points à plus haute énergie, 225.5 et 262 MeV (E*=118 et 144.5MeV) : dans l'expérience présente, les sections efficaces de fusion correspondantes doivent être considérées comme des valeurs limites supérieures.

Tableau IV.4

Résultats expérimentaux					Valeurs $\ell(\hbar)$ calculées
E_{lab} (MeV)	$\bar{E}_{cm}$ (MeV)	E* (MeV)	a) σ_{FC} (mb)	b) $\ell_{FC_{exp}}(\hbar)$	c) ℓ_{max} ou ℓ_{crit} (*)
164 ±1	120	72.5±0.7	643±75	59 ±3.5	56
171 ±1	125.5	78 ±0.7	716±105	63 ±4.5	63
179 ±1	131	83.5±0.7	770±160	67 ±7	70
197 ±1.2	144.5	97 ±0.9	1050±125	82 ±4.5	79 (*)
225.5±1.5	165.5	118 ±1.1	1090±115	90 ±4.5	92 (*)
262 ±1.5	192	144.5±1.1	1275±130	104.5±5.5	106 (*)

Résultats expérimentaux de fusion pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd$.

a) - section efficace de fusion complète $\sigma_{FC} = \sigma_{RE} + \sigma_F$

b) - moment angulaire maximum expérimental (formule IV.3)

c) - valeurs de moment angulaire maximum calculées avec le formalisme de Vaz et Alexander (potentiel nucléaire de proximité modifié par $\Delta R = 0.06$ fm)

- valeurs de moment angulaire critique (*) calculées avec le formalisme de Ngô (pour $r_{cr} = 1.05$ fm)

Les valeurs expérimentales de moment angulaire maximum $\ell_{FC_{exp}}$, déduites par l'approximation de coupure franche via la formule IV.3 sont aussi reportées dans le tableau IV.4.

Nous avons calculé les moments angulaires ℓ_{max} dans le cadre du modèle utilisé par Vaz et Alexander (VAZ.78). (Ce modèle sera exposé dans le paragraphe suivant: il inclue la pénétrabilité de barrière parabolique et utilise comme potentiel nucléaire le potentiel de proximité modifié ici par $\Delta R = 0.06$Fm ; ℓ_{max} correspond à l'onde partielle pour laquelle $T_\ell = 1/2$). Les valeurs ainsi calculées sont en bon accord avec les valeurs expérimentales avant que la notion de

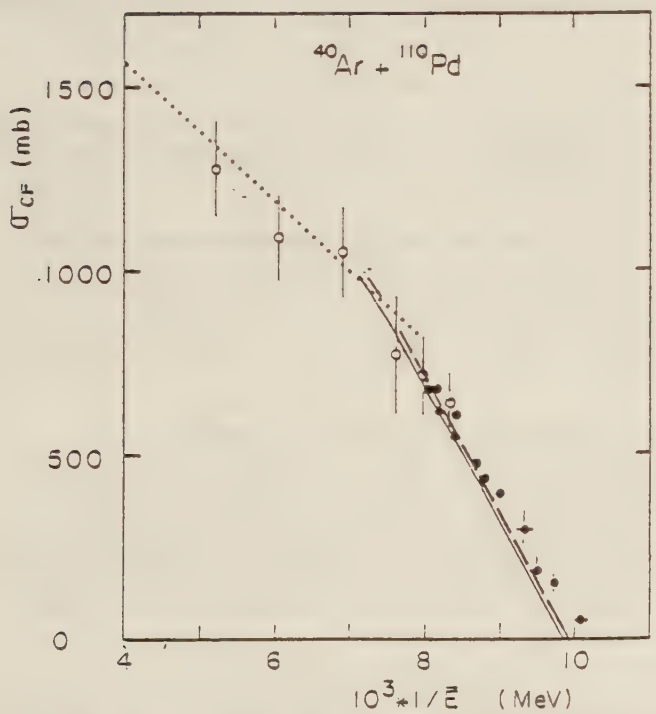


Fig. IV.4 : Comparaison pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$,
- entre résultats expérimentaux de section efficace de fusion complète σ_{FC},
Points noirs : mesures de [DELL.77] avec nouveaux calculs de ralentissement (voir texte).
Ronds blancs : ce travail.
- et résultats σ_{FC} calculés avec un potentiel de proximité modifié
——— par $\Delta R = 0.06$ fm.
------- par $\Delta R = 0.10$ fm.
····· valeurs critiques de section efficace calculées avec $r_c = 1.05$ fm.

* L'influence d'éventuelles contaminations en ^{12}C n'avait pas encore été prise en considération dans la présentation [LOG.80] (communication personnelle).

distance critique n'intervienne - puisque celle-ci n'est pas introduite dans l'approche de Vaz et Alexander : à partir de l'énergie incidente 190 MeV, on a donc introduit par coupure franche, le moment angulaire critique calculé d'après la paramétrisation de Ngô (NGO.75) en utilisant un rayon critique tel que $r_{cr} = 1.05$ fm : ces valeurs reproduisent convenablement les valeurs expérimentales. Les sections efficaces correspondantes sont visualisées sur la figure IV.4 : cette représentation de sections efficaces en échelle linéaire a l'avantage de mettre en évidence l'apparition du régime critique.

A 262 MeV d'énergie incidente, le moment angulaire maximum atteint expérimentalement ($104\hbar$) est supérieur à la valeur de moment angulaire pour laquelle la barrière de fission est supposée devenir nulle dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante (COH.74) soit $\ell_{Bf=0} \sim 91\hbar$. pour A = 150u. La valeur élevée de section efficace σ_{FC} estimée à 262 MeV pourrait certes être interprétée comme une conséquence de l'inclusion, dans σ_{RE} et σ_F, d'événements issus de processus de fusion non complète, donnant dans les deux cas, des produits finaux que l'on ne peut distinguer des produits issus de la désexcitation de noyaux de fusion complète : ce pourrait être le cas de processus conduisant à l'émission de particules avant fusion totale et équilibre thermodynamique. Mais en fait, il est probable que les fragments de fission produits dans la réaction Ar(262 MeV) + ^{110}Pd proviennent, pour une certaine part, d'un phénomène de fission rapide [BOR81]. En effet, on exprimait jusqu'à présent, le fait que les moments angulaires élevés inhibent la fusion complète en lui associant, par coupure franche dans la distribution de section efficace en fonction de ℓ, une valeur critique de moment angulaire ℓ_{cr} au-dessus duquel le potentiel centrifuge est trop élevé pour permettre la fusion entre les deux noyaux. En fait, il est probable que la coupure associée à la formation d'un noyau de fusion n'est pas si brutale. En particulier, quand on dispose dans la voie d'entrée, d'une énergie cinétique suffisante pour peupler les valeurs de moments angulaires proches de $\ell_{Bf=0}$ (moment angulaire correspondant à une barrière de fission nulle), il semble exister un phénomène intermédiaire entre la vraie fusion complète et les réactions de transferts très inélastiques : ainsi, un système (de préférence un système symétrique) peut produire un noyau composite de durée de vie suffisante ($\sim 10^{-21}$s) pour qu'il
ait un comportement assez semblable à celui d'un noyau composé ; il se désexcitera par fission rapide, phénomène qui se manifeste par un élargissement de la distribution de masses des fragments.

B - EVOLUTION DES SECTIONS EFFICACES DE FUSION $\sigma_{FC} = f(\bar{E})$. SECTIONS EFFICACES DE FUSION DITE SOUS-BARRIERE.

1. MODELE PHENOMENOLOGIQUE UTILISE

Jusqu'aux énergies égales à environ 1.5 fois la barrière, la fusion entre ions lourds est souvent décrite en termes de passage adiabatique à travers ou au-dessus d'une barrière de fusion à une dimension.

Parmi les différents modèles macroscopiques ou microscopiques disponibles dans la littérature (voir la revue bibliographique présentée dans la référence BAR.80) nous avons choisi celui proposé en 1978 par Vaz et Alexander [VAZ.78] pour évaluer la fonction d'excitation de fusion $\sigma_{FC}(E)$. Ce formalisme inclue la pénétrabilité de barrière et se révèle donc utile aux faibles énergies ; de plus, il utilise le potentiel nucléaire de proximité modèle couramment employé maintenant.

Dans ce paragraphe, notre but est d'exposer brièvement la procédure utilisée.

1a - Calcul des sections efficaces de fusion complète : approche semi-classique.

Près de la barrière, les effets de friction ne sont pas considérés comme significatifs (BIR.78, BIR.79). De plus, pour ces énergies, il n'y a pas de complications dues à l'émission directe de particules. Le modèle semi-classique sans friction permet une estimation rapide de la section efficace de fusion complète.

Pour les énergies près de la barrière, la plupart des modèles, comme celui utilisé ici, se réduisent à une description d'une barrière de potentiel réel $V_{r,\ell}$ (approximation). Ce potentiel, qui dépend de ℓ, est la somme des parties nucléaire (N), coulombienne (C) et centrifuge.

$$V(r,\ell) = V_N(r) + V_C(r) + \ell(\ell+1)\hbar^2/2\mu r^2$$

où μ est la masse réduite.

Près de son maximum, soit $\bar{E}_{\ell_m}$, à $r = R_m$ on peut approximer ce potentiel dépendant de ℓ par une parabole de courbure $\hbar\omega_m$. La dynamique du processus de fusion est alors caractérisée par les coefficients de transmission $T_\ell(E)$ pour chaque onde partielle : ils sont calculés à l'aide de l'approximation parabolique de pénétrabilité exposée par Hill et Wheeler [HIL53] et adaptée par Wong [WON73].

$$T_\ell(\bar{E}) = \{1+\exp[(2m/\hbar\omega_m)(\bar{E}_{\ell_m}-\bar{E})]\}^{-1} \qquad \text{(IV.6)}$$

Au niveau de la barrière, le potentiel est assimilé à une parabole (inversée) de courbure :

$$\hbar\omega_m = \left| \frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2V(r,\ell)}{dr^2} \right|^{1/2}_{R_m,\ell_{max}}$$

Pour une énergie donnée, le moment angulaire maximum ℓ_{max}, pour lequel $T_\ell(\bar{E}) = \frac{1}{2}$ est donné pour les conditions

$$\bar{E} = V(R_m, \ell_{max})$$

et $$\frac{dV(r,\ell)}{dr}\Big|_{R_m,\ell_{max}} = 0$$

De ces conditions, il vient :

$$\ell_{max} = (R_m/\hbar^2)\,[1 - V(R_m)/\bar{E}]^{1/2}$$

La valeur de section efficace de fusion complète $\sigma_{FC}(\bar{E})$, est alors calculée avec l'équation IV.1.

Dans cette description, la barrière de fusion

$$\bar{E}_{\ell_m} = V_N(R_m) + V_C(Rm) + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R_m}$$

représente la valeur du potentiel d'interaction (réel) $V(r,\ell)$ où l'attraction nucléaire devient plus forte que la répulsion coulombienne et centrifuge. La valeur de barrière de fusion pour $\ell = 0$ est appelée barrière de fusion d'onde s, et notée $\bar{E}_{of}$ ($= \bar{E}_{om}$).

La condition de fusion est qu'il existe un maximum dans le potentiel réel $V(r,\ell)$; c'est-à-dire, nous l'avons vu, qu'il existe "une poche" dans laquelle le système peut être piégé.

Par ailleurs, ces calculs ne concernent que les énergies telles que ℓ_{max} soit inférieur à la valeur de ℓ pour laquelle le maximum en $V(r,\ell)$ disparait (valeur au-delà de laquelle le potentiel réel ne présente plus de poche). Cette condition est établie par la relation (existence d'un point d'inflexion)

$$\frac{dV(r,\ell)}{dr}\Big|_{R_m,\ell_{cr}} = \frac{d^2V(r,\ell)}{dr^2}\Big|_{R_m,\ell_{cr}} = 0$$

Ceci est a fortiori vrai pour la zone d'énergie où le concept de distance critique d'approche est dominant : pour les énergies incidentes supérieures à l'énergie de transition $\bar{E}_{tr}$ (énergie où $\ell_{max} = \ell_{cr}$), le modèle n'est plus valable ; c'est pourquoi au-delà de l'énergie de transition, on a évalué les valeurs de sections efficaces avec l'expression donnée par la formule IV.3 . Le potentiel d'interaction critique et donc le moment angulaire critique ont été calculés à l'aide du formalisme de Ngô (NGO.75) comme expliqué précédemment.

Pour les énergies au-dessous de la barrière d'onde s, ($\bar{E} < \bar{E}_{of}$), l'équation IV.6 est évaluée avec les paramètres d'onde s : $\bar{E}_{of}$, $\hbar\omega_o$ et R_{of} (position radiale de la barrière de fusion d'onde s).

1b - Procédure d'analyse et de comparaison aux données. Potentiel de proximité modifié

Notre but, tenter de reproduire les fonctions d'excitation de fusion complète obtenues expérimentalement, présente un double intérêt :

- L'analyse théorique des sections efficaces de formation du noyau composé pourrait être riche d'enseignement vis-à-vis de la validité des potentiels nucléaires utilisés.

- Les distributions de moments angulaires obtenues par le calcul peuvent, si elles reproduisent correctement les données de fusion, être utilisées comme voie d'entrée dans les programmes de désexcitation statistique (voir chapitre V).

Le choix du potentiel d'interaction nucléaire qui se développe entre deux noyaux qui s'approchent, joue un rôle important.

Un potentiel soudain, calculé en supposant que les densités des deux noyaux restent gelées, représente assez bien la situation : cette approximation est justifiée par le fait que, dans la voie d'entrée, jusqu'au point tournant la forme des 2 ions ne change pas de façon appréciable : (un calcul dynamique montre que 2 noyaux initialement sphériques ne deviennent qu'un peu aplatis (oblate).

Le modèle couramment utilisé actuellement pour calculer les trajectoires classiques des noyaux utilise le potentiel macroscopique nucléaire de proximité, sans adjonction de forces de friction. Ce potentiel de proximité procure, en fait, un moyen simple de faire varier le potentiel nucléaire en fonction de la taille des partenaires qui entrent en collision. Ce modèle, exposé par Blocki et al. (BLO.77), s'inspire de l'étude des forces exercées entre deux surfaces(du type forces de Van der Waals, etc...).

Dans ce potentiel théorique interviennent trois paramètres que l'on peut faire varier quand on veut reproduire des résultats expérimentaux (VAZ.78).

Pour caractériser de façon simple la comparaison entre sections efficaces expérimentales et calculées, VAZ et al. [VAZ.78 , VAZ.81] ont fait varier un de ces paramètres, ΔR, relié au rayon de demi-densité R (variation également répartie dans les deux noyaux en interaction : $\Delta R = \Delta R_1 + \Delta R_2$). En effet, la section efficace de fusion complète est très sensible à la valeur R (appelée aussi rayon de surface abrupte) qui, au départ, est déterminée dans le formalisme de la goutte liquide. Le choix de cette paramétrisation a été dicté pour pouvoir éventuellement comparer entre eux les résultats donnés par divers modèles de potentiel : faire varier ΔR revient en effet à modifier la valeur de barrière d'onde s, E_{of}. Il faut souligner que le paramètre E_{of} n'a plus, dans ces conditions, de signification physique autre que de caractériser la fonction d'excitation de fusion dans le domaine où elle est reproduite.

Quand on modifie un seul paramètre d'un potentiel (qui en inclue plusieurs) il ne s'agit donc plus, à proprement parler, d'un test de la forme du potentiel lui-même. On ne fait que l'utiliser pour une systématisation (dans le cas du travail de VAZ et al., il s'agit de la systématisation des barrières d'onde s $\bar{E}_{of}$ via une modification du paramètre ΔR) - ce qui ne constitue qu'un premier pas vers un potentiel plus raffiné. (Pour tester plus de un paramètre du potentiel, on devrait engager l'utilisation de données autres que les sections efficaces de fusion : la prochaine étape serait la reproduction des distributions angulaires de diffusion élastique, qui permettrait de tester un second paramètre, comme l'ont réalisé Delagrange et al. (DELL.79)).

Dans leurs analyses semi-empiriques (VAZ.78, VAZ.81), Vaz. et al. sont parvenus, en modifiant légèrement le paramètre ΔR du potentiel de proximité, à reproduire les sections efficaces de fusion complète dans un domaine d'énergie qui n'est pas très étendu, à savoir pour des énergies légèrement supérieures à la barrière, mais cependant inférieures à l'énergie de transition (où la notion de distance critique d'approche devient dominante). Des modifications du paramètre ΔR (c'est-à-dire des modifications du rayon à demi-densité nucléaire) conduisent, pour des systèmes utilisant des projectiles légers ($A < 40$ u) sur des cibles de masse $A_2 < 165$ u, à une reproduction correcte de sections efficaces de fusion entre 100 et 500 mb.

On détermine ainsi ce que ces auteurs appellent la barrière de fusion "empirique" d'onde s : c'est la valeur $\bar{E}_{of}$ correspondant à la valeur ΔR qui permet de reproduire la fonction d'excitation de fusion complète dans ce domaine de sections efficaces.

De plus, Vaz et Alexander (VAZ.78) ont observé une corrélation entre la valeur ΔR ainsi déterminée et le produit Z_1Z_2 ; cette corrélation permet de déterminer, pour une valeur Z_1Z_2 donnée, une valeur ΔR "systématique" qui, bien que peu précise, conduit, pour les systèmes envisagés, à reproduire les valeurs de sections efficaces entre ∿ 100 et 500 mb. On détermine donc ainsi une barrière de fusion empirique d'onde s $\bar{E}_{of} = V_c + V_N$, et la valeur correspondante d'expansion radiale, R_{of} (liée à E_{of} par le potentiel théorique).

D'autres potentiels théoriques ont été également explorés dans le travail que VAZ, ALEXANDER et SATCHLER ont publié en 1981 (VAZ.81) : potentiel nucléaire unifié de Krappe et al. (KRA79), potentiel calculé dans le formalisme de la densité d'énergie par Ngô et al. (NGO.75, NGO.80)... Ces potentiels donnent des fonctions d'excitation essentiellement parallèles dans le domaine 100 mb < $\sigma_{CF}(\bar{E})$ < 500 mb ; ils peuvent donc être comparés entre eux grâce au paramètre de hauteur de la barrière d'onde s prédite $\bar{E}_{of}$: (pour une même valeur $\bar{E}_{of}$, ces potentiels conduisent en effet à la même fonction d'excitation $\sigma_{FC}(\bar{E})$).

2. APPLICATION A L'ANALYSE DES SECTIONS EFFICACES DE FORMATION DU NOYAU DE FUSION ^{150}Gd. MISE EN EVIDENCE DE FUSION "SOUS-BARRIERE"

Le but de cette analyse est de reproduire par un calcul et pour des voies d'entrée ayant des asymétries différentes, les fonctions d'excitation de formation d'un même noyau de fusion, le gadolinium 150. On dispose de trois ensembles de données expérimentales $\sigma_{FC} = f(E)$.

$$\left.\begin{array}{l} ^{16}O + ^{134}Ba \\ ^{40}Ar + ^{110}Pd \\ ^{68}Zn + ^{82}Se \end{array}\right\} \rightarrow {}^{150}Gd^*$$

Pour le système $^{16}O + ^{134}Ba$, les valeurs de sections efficaces sont celles présentées dans les travaux de Della Negra et al. (DELL.77) (valeurs σ_{RE} obtenues à partir des fonctions d'excitation de production de noyaux résiduels après émission de particules ; dans le cas d'ions incidents ^{16}O, les calculs de ralentissement présentés dans cette référence étaient corrects ; comme les valeurs ℓ_{RE} étaient, pour l'ensemble des mesures, strictement inférieures à 50 ħ, on peut considérer que la fission, qui n'intervient que pour $\ell > 55 - 60$ ħ, n'est pas ici un processus compétitif ; les valeurs σ_{RE} peuvent donc être assimilées aux valeurs de fusion complète σ_{FC}. Les valeurs σ_{FC} sont reportées, jusqu'à E* ∿ 80 MeV, sur la figure IV.5a.

Système	Z_1Z_2	ΔR(fm) syst	$\bar{E}_{of}$(MeV) (syst.)
$^{16}O+^{134}Ba$	448	0.18	56.0
$^{40}Ar+^{110}Pd$	828	0.06	101.8
$^{68}Zn+^{82}Se$	1028	0.02	124.4

Nous avons utilisé le potentiel de proximité altéré par l'introduction du paramètre ΔR ; comme valeur de départ, nous avons pris la valeur ΔR_{syst} issue de la corrélation $\Delta R = f(Z_1Z_2)$ qui résulte de l'étude systématique (VAZ.78). Pour chacun des trois systèmes, la valeur ΔR_{syst} est notée dans le tableau ci-contre ainsi que la valeur de barrière de fusion d'onde s, $\bar{E}_{of}$, correspondante.

L'évolution de section efficace est reportée en trait plein sur les figures IV.5 (a,b,c).

Pour le système le plus dissymétrique $^{16}O + ^{134}Ba$, la fonction d'excitation σ_{FC} calculée avec $\Delta R_{syst} = 0.18$ fm reproduit l'allure donnée par les points expérimentaux (figure IV.5a) ; prendre $\Delta R_{syst} = 0.12$ fm permet toutefois un meilleur accord entre calcul et expérience entre 1100 et ∿ 220 mb. Certes, la plus faible valeur mesurée est à 250 mb ; cependant Della Negra et al. (DELL.77a) ont mesuré à 56 MeV dans le système du centre de masse une valeur $\sigma_{3n} = 0.2 \pm 0.2$ mb qui donne approximativement l'emplacement de la barrière de fusion expérimentale.

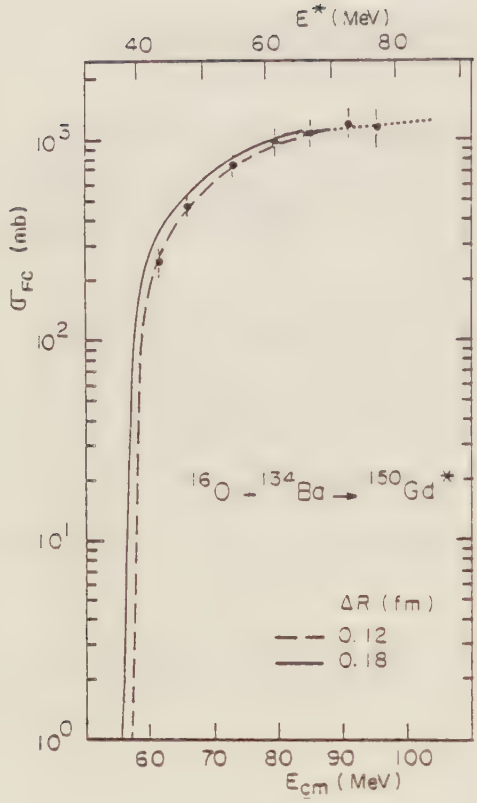


Fig.5a

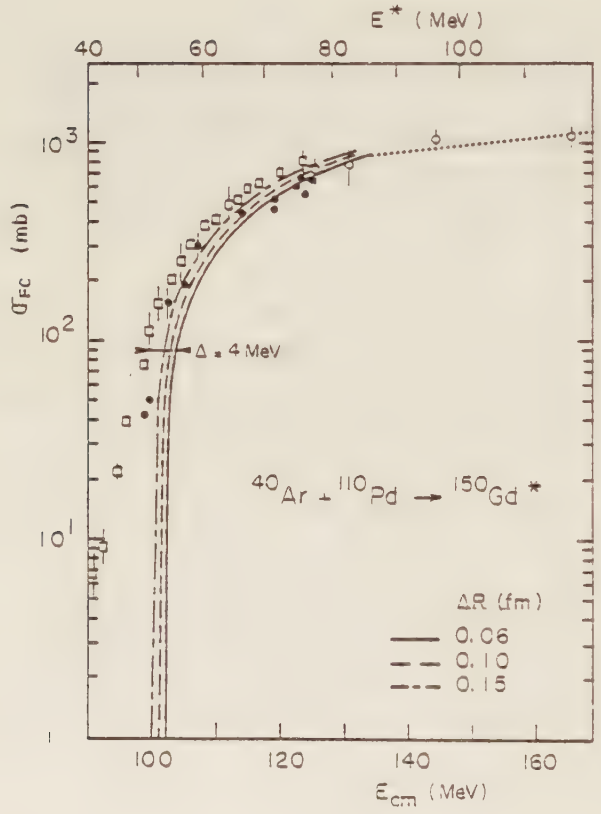


Fig.5b

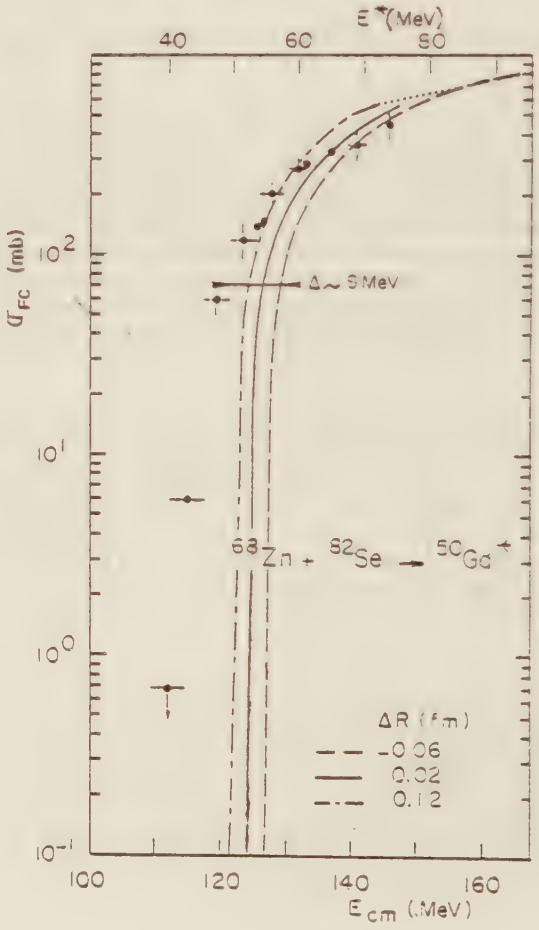


Fig.5c

Fig. IV. 5 : Fonctions d'excitation de fusion complète calculées en modifiant le paramètre ΔR du potentiel de proximité. On a représenté en petits pointillés (....) les valeurs de section efficace σ_{FC} correspondant au régime critique (voir texte). Pour l'origine des points expérimentaux, se reporter au texte.

La figure 5b concerne le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$; y sont présentées, non seulement les valeurs σ_{FC} exposées dans le paragraphe précédent, mais aussi les valeurs σ_{FC} que JANHKE et al. ont récemment mesurées (JAN.81) en détectant le taux d'évaporation de neutrons. Leurs valeurs σ_{FC}, représentées par les carrés ouverts sur la figure IV.5b, sont entachées d'une incertitude de 20%. Ces résultats sont en bon accord, à $\bar{E}$ = 125.5 MeV, avec notre mesure globale de section efficace de résidus d'évaporation (cercles ouverts sur la figure IV.5b) ; ils paraissent systématiquement un peu supérieurs aux valeurs déduites des mesures de DEL LA NEGRA et al. (points noirs sur la figure IV.5b). Si l'on tient compte des incertitudes sur les mesures d'énergie $\bar{E}$ (± 0.7MeV pour Janhke, ± 1 MeV dans notre cas), on peut néanmoins conclure à un bon accord d'ensemble.

Pour ce système $^{40}Ar + ^{110}Pd$, les valeurs calculées avec ΔR_{syst} = 0.06 fm concordent avec les valeurs expérimentales entre 900 et 450 mb, dans la limite des barres d'erreur. Toutefois, la valeur ΔR = 0.10 fm conduit à un meilleur accord. Un désaccord apparait pour les valeurs de sections efficaces inférieures à 400 mb. La comparaison entre les valeurs calculées par la systématique et les valeurs mesurées par JANHKE et al. (JAN.81) entre 150 et 6 mb met en évidence un désaccord entre calcul et expérience d'autant plus grand que les sections efficaces sont faibles. Ce désaccord persiste que l'on choisisse comme valeurs du paramètre ΔR, 0.06, 0.10 ou 0.15 fm (valeurs pour lesquelles les sections efficaces σ_{FC} sont encore reproduites entre 900 et 450 mb, dans la limite des barres d'erreur). Pour chiffrer ce désaccord, on a considéré la différence d'énergie Δ au niveau d'une valeur de section efficace égale au dixième de celle correspondant à l'apparition de régime critique. On voit sur la figure IV.5b que pour $\sigma_{FC} \sim$ 80mb, l'écart Δ entre valeur d'énergie expérimentale et valeur d'énergie calculée est de (4±1) MeV.

Pour le système $^{68}Zn + ^{82}Se$, les valeurs, reportées sur la figure IV.5c, sont celles présentées dans le paragraphe précédent. Toutefois, nous avons assimilé σ_{RE} à σ_{FC} jusqu'à E*∿ 70 MeV seulement, valeur au-delà de laquelle la désexcitation par fission devient compétitive (voir figure IV.2.b).

Selon la procédure exposée précédemment - c'est-à-dire en modifiant la valeur du paramètre ΔR du potentiel - nous avons cherché à reproduire avant l'apparition du régime critique, les fonctions d'excitation expérimentales $\sigma_{FC} = f(\bar{E})$ sur le domaine de variation de section efficace dont on dispose.

La valeur systématique ΔR_{syst} = 0.02 fm (courbe en trait plein sur la figure IV.5c) ne permet pas de reproduire les valeurs expérimentales entre 450 et 90 mb ; une augmentation de ΔR ne conduit pas non plus à un accord (ΔR = 0.12 fm, courbe en pointillés sur la figure IV.5C). Prendre ΔR = - 0.06 fm permet de reproduire la section efficace de fusion au moins entre 350 et 500 mb mais, en absence de données expérimentales sur la fission, on ne peut conclure pour des sections efficaces plus élevées. Dans ces conditions, l'écart d'énergie Δ (défini de la même manière que précédemment) est au moins égal à 9 MeV. De ces comparaisons, il ressort que, pour le système Zn + Se, la pente de la fonction d'excitation expérimentale ne peut pas être reproduite avec une valeur déterminée du paramètre ΔR, quelle que soit cette valeur.

L'utilisation du potentiel nucléaire de proximité modifié n'est pas en cause. En effet, pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$, le potentiel d'interaction calculé selon le modèle de Ngô et Ngô (formalisme de la densité d'énergie en prenant un potentiel nucléaire V_N = - 9 MeV et un rayon d'interaction r_o = 1.31 fm, suivant (NGÔ 80)) conduit à la même valeur $\bar{E}_{of}$=101.8MeV que le calcul à l'aide du potentiel de proximité modifié par la valeur ΔR_{syst} = 0.06fm donnée par la systématique. La fonction d'excitation de fusion est également comparable. Le calcul de la barrière de fusion à l'aide d'un troisième modèle, celui de Krappe et al. (potentiel unifié (KRA79)) donne $\bar{E}_{of}$ = 102.7 MeV et r_o = 1.31 fm.

En résumé, nous avons montré que, pour le système dissymétrique $^{16}O + ^{134}Ba$, la fonction d'excitation $\sigma_{FC} = f(\bar{E})$ est reproduite à l'aide du potentiel de proximité modifié, du moins pour σ_{FC} supérieure à ∿ 200 mb. Ce n'est pas le cas pour des systèmes plus symétriques (Ar+Pd, Zn+Se) pour lesquels on observe des désaccords entre sections efficaces de fusion expérimentales et calculées (avec une valeur déterminée de ΔR) d'autant plus élevées que les deux partenaires ont des masses voisines : en effet, plus le système est symétrique, et plus s'accroit la différence entre la barrière empirique d'onde s (valeur de barrière utilisée dans les calculs et qui rend bien compte des valeurs de σ_{FC} à plus haute énergie) et le "seuil" expérimental (que l'on peut déterminer approximativement si les valeurs mesurées expérimentalement sont faibles, inférieures à 10 mb).

3. SECTIONS EFFICACES DE FUSION "SOUS-BARRIERE" : DISCUSSION

Jusqu'à ces dernières années, les recherches de fusion près de la barrière avaient été peu nombreuses, à cause surtout des difficultés inhérentes aux mesures de faibles valeurs de section efficace de fusion.

Pour les réactions mettant en jeu des projectiles de masse égale ou supérieure à l'oxygène, Stokstad et al. (STO.78, STO.80), Sikora et al. (SIK.79, SIK.82), Vaz et al. (VAZ.81) ont mis en évidence, au voisinage de la barrière de fusion, des valeurs de sections efficaces plus élevées que celles prévues par les modèles de pénétrabilité de barrière à une dimension (à savoir la distance entre les centres de masse des deux noyaux). Pourtant, les valeurs élevées (plusieurs centaines de mb) des sections efficaces peuvent être reproduites par de tels modèles. Mais la valeur de barrière de fusion d'onde s ainsi déterminée, appelée barrière de fusion semi-empirique, ne correspond pas au seuil expérimental : on observe alors expérimentalement de la fusion même au-dessous de la barrière de fusion semi-empirique. C'est la fusion dite "sous-barrière" (la barrière étant celle calculée avec un modèle de pénétrabilité à une dimension).

Nos résultats ont mis en évidence que l'erreur sur le calcul de la barrière augmente d'autant plus que les systèmes sont symétriques. Ce résultat va dans le même sens que ceux présentés récemment par Jahnke et al. (JAH.81). Ces auteurs reproduisent les fonctions d'excitation mesurées, telles $^{40}Ar + ^{110}Pd$, ou $^{40}Ar + ^{154}Sm$, mais en utilisant eux aussi une paramétrisation : les fonctions d'excitation sont paramétrisées avec la formule de pénétrabilité de barrière (formule IV.5) à une dimension à l'aide du paramètre $\hbar\omega$ (relié à une transparence de barrière en forme de traîne qui, dans la région sous-barrière, est de forme exponentielle). Cette paramétrisation n'a pas de signification physique : de la comparaison entre valeurs expérimentales et calculées, il ressort, certes, que le paramètre $\hbar\omega$ peut rendre compte de la pénétrabilité de la barrière de potentiel seulement pour les systèmes très légers, tels Ar + C ($\hbar\omega \sim 3$ MeV). Mais au-delà, on observe un accroissement continu de la valeur $\hbar\omega$: pour les systèmes lourds, la différence avec le calcul de pénétrabilité de barrière devient si grande que l'on ne peut pas l'attribuer à des déficiences de l'approximation parabolique du potentiel réel. (Pour les systèmes les plus lourds, la valeur $\hbar\omega$, de l'ordre de 15 MeV, si elle est encore reliée à la largeur de la barrière à une dimension, indiquerait des barrières tellement étroites qu'elles ne pourraient pas être produites par une attraction nucléaire maximum-représentée par un puits carré).

Les récents travaux de DESCOUVREMONT et al. [DES82] montrent par ailleurs qu'un calcul qui n'utilise pas l'approximation parabolique ne permet tout de même pas, pour les systèmes tels $Ar + ^{148}Sm$, de reproduire les valeurs expérimentales σ_{FC} au niveau du seuil.

L'augmentation globale de la fusion près de la barrière pour les systèmes lourds et symétriques ne peut donc pas être expliquée par les modèles de pénétrabilité de barrière à une dimension.

Les sections efficaces de fusion par ions lourds à des énergies sous-barrière, peuvent être très sensibles aux aspects de la structure nucléaire qui déterminent la forme de l'énergie de surface : c'est le cas des déformations nucléaires, statiques ou dynamiques, qui ne sont pas inclues dans le traitement habituel du processus de fusion.

Les effets de déformations statiques sur la probabilité de fusion entre cible et projectile ont été calculés selon diverses approches (WON.73, VAZ.74) depuis un certain nombre d'années. Pour examiner dans quelle mesure la fusion sous-barrière non reproduite pour les calculs habituels peut être due à des déformations statiques, des calculs ont été faits avec l'approche de Wong. Inclure des déformations statiques quadrupolaires dans les termes de potentiel coulombien et nucléaire conduit à remplacer le rayon R d'un noyau par une fonction de la forme $R(\theta) = R\left[1 + \sum_\lambda \beta_\lambda Y_\lambda^\theta(\theta)\right]$ où β_λ est le paramètre de déformation et θ l'angle entre l'axe de symétrie du noyau déformé et la direction initiale du noyau sphérique. On résoud le problème de pénétrabilité de barrière pour un angle θ donné, puis on intègre la pénétrabilité pour toutes les valeurs d'orientation.

Une telle procédure a permis de rendre compte des sections efficaces de fusion pour des systèmes assez légers ou dissymétriques, tels $^{35}Cl + ^{58-64}Ni$ (SCO.75), $^{16}O + ^{148-154}Sm$ (STO.78), $^{40}Ca + Ni$ (SIK.79) (σ_{FC} mesurées jusqu'à 10^{-1}mb), pour lesquels les déformations statiques apparaissent donc comme plus importantes que les effets dynamiques.

L'introduction d'effets statiques ne suffit plus à reproduire les données expérimentales σ_{CF} quand il s'agit de systèmes plus lourds ou plus symétriques (STO.80, JAH.81, VAZ.81, BEC.82) tel $^{40}Ar + ^{154}Sm$. C'est probablement le cas pour les systèmes $^{40}Ar + ^{110}Pd$ et $^{68}Zn + ^{82}Se$.

Parmi les effets physiques qui peuvent influer sur les sections efficaces de fusion aux faibles énergies et qui ne sont pas contenues dans les traitements statiques du processus de fusion, on peut citer (STO.80) :

1. Les déformations que subit la cible sous l'influence des champs coulombien et nucléaire du projectile incident : ces déformations dépendent donc du temps. Une théorie qui incorpore les variations de forme aussi bien statiques que dynamiques (potentiel non soudain) sans introduire de paramètres additionnels arbitraires serait utile pour étudier quantitativement ce point particulier.

Cependant, il faut souligner que deux noyaux initialement sphériques deviennent, quand ils s'approchent l'un de l'autre, légèrement aplatis (oblate), ce qui a tendance à augmenter l'énergie potentielle par rapport à celle qui se développe entre deux noyaux sphériques. Or les valeurs de sections efficaces pour un système tel $^{40}Ar + ^{110}Pd$ sont plus élevées, aux faibles énergies, que celles prévues sur la base de la reproduction des valeurs σ_{FC} pour $^{16}O + ^{134}Ba$. On peut en conclure que les effets dynamiques qui se développent avant la collision (et qui ont tendance à augmenter la valeur de barrière de fusion) sont masqués par d'autres phénomènes (qui ont un effet opposé).

2. Si, dans son état fondamental, un noyau présente une certaine déformation statique β, il ne s'agit en fait que d'une déformation moyenne. En fait, il existe des vibrations quantiques de la surface qui induisent des fluctuations de forme appelées "mouvement de point zéro". On peut en tenir compte classiquement en introduisant une distribution de barrière : ainsi, une reproduction correcte des données expérimentales σ_{FC} est atteinte par un calcul tenant compte de tels effets pour $^{40}Ar + ^{144\text{-}154}Sm$ (ESB.81) en supposant que les déformations β ont une distribution gaussienne autour d'une valeur moyenne. Mais comme le signalent Beckermann et al. (BEC.82) , le comportement des fonctions d'excitation de fusion pour les énergies sous-barrière n'est pas systématiquement le même pour divers couples cible-projectile. Ainsi, des calculs concernant le système $^{58}Ni + ^{58}Ni$ (LAN.81) conduisent, quand on introduit le mouvement de point zéro, a des valeurs de sections efficaces sous-barrière supérieures à celles obtenues avec une barrière à une dimension et pour des noyaux sphériques ; mais la prise en considération de déformations dynamiques (déformation oblate moyenne) annule cet effet.

Quand la taille du projectile devient comparable à celle de la cible, les noyaux peuvent se déformer après que leur surface a été en contact : d'où l'introduction de degrés de liberté supplémentaires.

3. L'effet d'un degré de liberté additionnel, à savoir l'élongation du noyau déformé peut être pris en considération pour tenir compte de la formation d'un col (JEN.71, KOD.78) à l'endroit où les surfaces nucléaires sont entrées en contact. Plus l'asymétrie de masse est faible et plus les ions sont lourds, alors plus l'élongation du noyau joue un rôle important. Dans le cadre d'un tel modèle de pénétration de barrière à deux dimensions (distance entre les centres de masse des deux noyaux, élongation en masse du fragment), Kodama et al. (KOD.78) ont montré que, dans le cas du système $^{100}Mo + ^{100}Mo$, la valeur de section efficace de fusion sous-barrière est nettement plus élevée que la valeur calculée avec une barrière à une dimension (mais on ne dispose pas de résultats expérimentaux pour ce système). Cette prédiction est qualitativement en accord avec le fait que nous avons observé, à savoir qu'un calcul à une dimension qui reproduit σ_{FC} pour O + Ba, sous-estime les sections efficaces sous-barrière de Ar+Pd et de Zn + Se. Les travaux de Stocktad et al. (STO.80) (portant sur O + Nd et Ar + Sm), ceux de Jahnke et al. (JAN.81) indiquent également une augmentation de la tendance à former un col pour la fusion des projectiles les plus lourds.

Des mécanismes de transfert (échange de nucléons) pourraient alors avoir lieu près de la plus faible distance d'approche et servir d'étape initiale à une réaction de fusion (BEC.82).

Les augmentations de sections efficaces sous-barrière existeraient dans le cas où la structure nucléaire favorise de tels processus de transfert. Ainsi, le transfert d'une particule

alpha du projectile vers la cible A + B → (A-α) + (B+α)) conduit à deux noyaux pour lesquels le produit Z_1Z_2 et donc la barrière de fusion, sont plus faibles que ceux des deux partenaires initiaux. La possibilité de ce transfert dépend fortement de son bilan en énergie : dans notre cas, le Q d'une telle réaction est très défavorable pour le système ^{16}O + ^{134}Ba (Q=-6.2MeV) moins défavorable pour ^{40}Ar + ^{110}Pd (Q = - 2.7MeV). Par contre, pour le système ^{68}Zn + ^{82}Se, la valeur du Q est positive (Q= + 2.8MeV), la réaction de transfert d'une particule alpha est donc dans ce cas, énergétiquement possible si les deux noyaux incidents sont suffisamment proches l'un de l'autre. Cependant, la différence relativement faible (1,2%) entre les valeurs initiale et finale de Z_1Z_2 (et donc entre les barrières de fusion) ne peut à elle seule expliquer l'accroissement de section efficace sous-barrière ; il en va de même pour un transfert de 2α qui ne modifierait la barrière que de 3%. On peut cependant imaginer que la formation d'un col peut parfois permettre un échange d'un nombre de nucléons assez grand pour que la barrière soit abaissée de 10% environ. Ainsi, si l'augmentation de section efficace sous-barrière est liée à un transfert de nucléons, nous pensons que les variations correspondantes dans les sections efficaces de transfert sous-barrière devraient corrélativement exister : il serait, à notre avis, intéressant de vérifier expérimentalement leur abaissement.

Pour conclure sur la comparaison des sections efficaces induites par ^{16}O, ^{40}Ar et ^{68}Zn pour former le noyau de fusion ^{150}Gd, soulignons l'augmentation globale de la fusion sous-barrière pour les systèmes lourds et symétriques, tel ^{68}Zn + ^{82}Se - alors qu'il s'agit du même noyau de fusion. Cette augmentation ne peut pas être expliquée par les modèles de pénétrabilité de barrière à une dimension : ceux-ci, bien que reproduisant la fonction d'excitation de fusion pour des systèmes très dissymétriques tels ^{16}O + ^{134}Ba, sous-estiment les sections efficaces sous-barrière, légèrement dans le cas ^{40}Ar + ^{110}Pd, très nettement dans le cas ^{68}Zn + ^{82}Se. Ces résultats vont dans le sens des études actuelles (VAZ.81, JAH.81, BEC.82) : les propriétés statiques (telles que les déformations statiques) introduisent seulement de faibles modifications à cette tendance ; par contre, comme le signalent JAHNKE et al. (JAH.81), le rayon réduit (fonction du rayon de chacun des deux noyaux) procure une bonne échelle à ce phénomène, indiquant un mode de déformation dynamique, avec probablement élongation des fragments, formation d'un col, et possible transfert de nucléons qui constitue présentement une interprétation intéressante des effets attendus sur une échelle de temps assez rapide. En conclusion, soulignons la nécessité de réaliser des calculs prenant en compte l'ensemble des paramètres précédemment exposés - ceci afin de pouvoir éclaircir ce phénomène de fusion sous-barrière, qui, à ce jour, est encore en fait inexpliqué.

CHAPITRE V

DESEXCITATION DES NOYAUX DE FUSION :
- ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX
- MECANISME D'EMISSION D'UN FAIBLE NOMBRE DE NEUTRONS.

Dans ce chapitre sera développée l'analyse des résultats ayant trait à la désexcitation des noyaux de fusion ; l'ensemble des données sera utilisé pour expliquer le mécanisme d'émission d'un faible nombre de neutrons.

Seront en particulier analysés les résultats expérimentaux obtenus par détection des rayonnements γ et des neutrons, d'une part pour le système ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb → $^{152}Dy^*$ (étude de l'émission de 1, 2 ou 3 neutrons), d'autre part pour le système ^{40}Ar (158 MeV) + ^{110}Pd → $^{150}Gd^*$ (étude de l'émission de 4 et 5 neutrons). Ces résultats nous ont donné la possibilité d'étudier la compétition γ-neutron, qui, en-dessous du seuil de fission, gouverne la distribution des sections efficaces de désexcitation (l'émission de neutrons étant beaucoup plus importante que celle de particules chargées).

Dans le dernier chapitre, nous confronterons les résultats expérimentaux avec ceux calculés à l'aide du programme d'évaporation GROGI-F.

A - LIGNES D'ENTREE γ

La ligne d'entrée γ délimite la ligne moyenne à partir de laquelle la population de noyaux se désexcite en n'émettant plus que des photons (ce qui sous-entend l'hypothèse - réaliste - que l'émission de particules précède l'émission γ). Pour un système donné, nous avons construit la ligne d'entrée γ correspondant aux voies de sortie identifiées en déterminant quelle valeur moyenne de moment angulaire évacué par γ, J_γ, est associée à chaque valeur d'énergie moyenne γ, E_γ, mesurée.

Pour déterminer $E\gamma$ puis J_γ, nous avons procédé de la façon suivante : pour chaque voie de sortie, nous avons considéré le centroïde de la distribution de l'énergie γ totale E_Σ mesurée à l'aide du spectromètre somme (figures III.7 et III.21). A chaque valeur E_Σ correspond une valeur de multiplicité moyenne totale M (figures III.4 et III.17).

1 - DETERMINATION DE $E\gamma$

Il s'agit alors de calculer à partir de la valeur E_Σ de l'énergie γ somme, la valeur d'énergie d'excitation dissipée par rayonnement γ, $E\gamma$. Dans la détermination de $E\gamma$, on doit en effet, tenir compte d'une correction due à l'énergie ΔE de la raie γ discrète utilisée comme fenêtre sur le spectre Ge(Li) enregistré en coïncidence avec le spectre E_Σ. Dans le cas où le noyau résiduel a un niveau métastable de plus de 500 ns de période, on doit aussi prendre en considération la valeur Eo qui représente l'énergie de ce niveau métastable (dont la désexcitation n'a pas été enregistrée dans notre expérience (voir chapitre II)).

Alors $$E_\gamma = E_\Sigma + (\Delta E + Eo) \qquad (V.1)$$

Puis à partir des valeurs de multiplicité M, on doit calculer les valeurs de moment angulaire J_γ emportées par γ.

2 - CONVERSION DE LA MULTIPLICITE M EN MOMENT ANGULAIRE J.

Cette conversion dépend du type de noyau considéré. En particulier, elle est fonction du nombre n_{stat} de photons statistiques émis et de la multipolarité moyenne k des transitions non statistiques.

La relation semi-empirique (HIL.79)

$$J = k\,(M - 4) \qquad (V.2)$$

couramment employée ces dernières années n'est qu'approximative puisqu'elle consiste à prendre une valeur moyenne n_{stat} de 4 unités, ces transitions étant supposées ne pas emporter de moment angulaire.

En ce qui nous concerne, nous avons adopté une relation plus réaliste que nous avons appliquée pour chaque noyau résiduel. Le moment angulaire J_γ emporté par rayonnement γ est déterminé par la relation

$$J_\gamma = \frac{1}{2}\, n_{stat} + k(M - n_{stat}) + \Delta J + Jo \qquad (V.3)$$

- Le nombre n_{stat} de transitions dipolaires qui composent la cascade statistique a été déterminé expérimentalement au cours de nos expériences (voir chapitre III - figures III. 10 , et III.25, où sont également reportées les incertitudes entachant les valeurs n_{stat}). On suppose que chaque transition statistique dipolaire emporte en moyenne 0.5 $\hbar$ [NGU.82].

- La valeur de k, multipolarité moyenne des transitions non statistiques (supposées étirées) dépend de la déformation des noyaux.

Les résultats expérimentaux obtenus indépendamment par Deleplanque et al. (DEL.78b) d'une part, et par Hübel et al. (HÜB.80) d'autre part pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$ sont concordants : pour l'ensemble des voies de sortie, les proportions de transitions dipolaires et de transitions quadrupolaires sont du même ordre de grandeur , ce qui conduit, pour de tels noyaux qui ne sont pas de bons rotors à bas spin, à $k \sim 1.5$. Notons que, puisque les voies de sortie xn sont prépondérantes dans le cas du système étudié $^{40}Ar + ^{110}Pd$, la valeur $k \sim 1.5$ reflète surtout la désexcitation des isotopes de gadolinium.

Pour l'ensemble des voies de sortie du système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd, nous avons donc adopté la valeur k = 1.5.

Pour le système ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb, nous nous trouvons souvent dans des cas favorables pour lesquels la cascade Yrast discrète de plusieurs des isotopes formés est connue jusqu'à des états correspondant à des énergies et des spins élevés. Or, pour les noyaux de dysprosium (voies xn) et de terbium (voies pxn) , les valeurs $(M-n_{stat})$ que nous aurons à considérer dans nos calculs, sont voisines du nombre de transitions que l'on peut déduire des schémas de niveaux discrets. On peut donc examiner chaque voie de sortie et extraire, en s'appuyant sur le schéma spectroscopique de chacune d'elle, une valeur moyenne différenciée k ; cette valeur de multipolarité moyenne de l'ensemble des transitions discrètes connues est, par extrapolation, assimilée à la multipolarité moyenne des $(M-n_{stat})$ photons de désexcitation du noyau résiduel concerné. Ces valeurs (reportées dans le tableau V2) se distribuent entre 1.2 et 1.65. Pour les isotopes de gadolinium (voies 2pxn), k=1.5 a été utilisé.

- L'expression V.3 tient compte de la multipolarité ΔJ de la raie discrète utilisée comme fenêtre sur le spectre Ge(Li), ainsi que du spin Jo du niveau fondamental du noyau résiduel, ou, s'il existe, du niveau métastable de période supérieure à 500 ns.

3 - CONSTRUCTION DES LIGNES D'ENTREE γ

Les tableaux V.1 pour le système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd, et V.2 pour ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb présentent, pour chaque noyau résiduel identifié, l'ensemble des données et des calculs conduisant au couple de valeurs ($E\gamma$, $J\gamma$). L'ensemble des points ainsi déterminés et reportés sur les figures V.1 et V.2 dans une représentation de $E\gamma$ en fonction de $J\gamma(J\gamma + 1)$, définissent la ligne d'entrée γ globale. Sont en fait reportés sur les figures V.1 et V.2 pour chaque voie de sortie identifiée, non seulement le point correspondant au centroïde de la distribution de l'énergie γ totale E_Σ, mais aussi les deux points correspondant au dixième de la hauteur maximale de cette distribution (fig. III.7 et III.21) : les bornes ainsi définies donnent une approche des limites en $E\gamma$ et $J\gamma$ entre lesquelles chaque voie de sortie se manifeste. Les lignes d'entrée γ correspondant aux différentes voies de sortie présentent une tendance identique et définissent une zone d'entrée γ assez étroite - d'où l'appellation de ligne d'entrée γ (globale). La voie 1n, présentant une statistique très faible, n'est pas présentée sur la figure V.2, mais il lui est associé la valeur ($E\gamma$, $J\gamma$) la plus élevée.

Evaluer la distance qui sépare la ligne d'entrée γ de la ligne Yrast, nécessite la détermination de la position de la ligne Yrast des principaux noyaux résiduels mis en jeu ($^{150-149-148}Dy$ et $^{147-146-145}Gd$). Pour ce faire, on va s'appuyer sur le fait que, pour plusieurs noyaux de masse A voisine de 150, la cascade Yrast discrète est connue jusqu'à des états d'énergie et de spin assez élevés (KHO.78, HAA.78, KHO.80). Dans le plan (E,J(J+1)), les niveaux Yrast se distribuent en moyenne autour d'une droite (BOH. 75) dont l'inverse de la pente $2\mathcal{J}/\hbar^2$ ($\mathcal{J}$ étant le moment d'inertie effectif) est proche de celle de la sphère rigide.

A partir du schéma de niveaux du ^{150}Dy récemment établi par Khoo et al. (*) jusqu'au spin 29, nous avons obtenu comme valeur de moment d'inertie effectif la valeur $2\mathcal{J}/\hbar^2$ = 120 MeV^{-1} en reproduisant les états Yrast discrets entre $J = 16\,\hbar$ et $J = 29\,\hbar$. Cette valeur est proche de celle d'une sphère rigide (122 MeV^{-1}) et nous l'avons adoptée pour tous les noyaux résiduels du système Cu + Rb.

Pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd, nous avons de la même façon considéré comme représentative la ligne Yrast du ^{147}Gd qui peut être définie de la même façon dans le domaine $J = 41/2^-$, $J = 65/2\,\hbar$.

La ligne Yrast est donc obtenue par extrapolation linéaire en J(J+1) des niveaux discrets connus - même si, entre 30 et 40 $\hbar$, il subsiste une incertitude de 1 ou 2 MeV. Cette ligne, à peu près parallèle à celle calculée dans le cadre du modèle de la goutte liquide [COH75] en diffère néanmoins puisqu'elle se trouve à une énergie plus élevée, d'environ 2 MeV; elle nous parait plus réaliste, puisque obtenue par extrapolation de la ligne établie, jusqu'à des spins assez élevés, à partir des états discrets (voir chapitre VI, figure VI.1).

4 - DISCUSSION

On constate au vu des figures V.1 et V.2, que la position de la ligne d'entrée γ par rapport à la ligne Yrast présente la même tendance générale pour les deux systèmes : pour les plus basses valeurs de moment angulaire la ligne d'entrée γ construite se rapproche de la ligne Yrast ; elle s'en éloigne pour les plus hautes valeurs. On peut chiffrer cette différence d'énergie, ΔE^*, compte tenu de la précision sur la position de la ligne Yrast, et sur celle de la ligne d'entrée γ d'un système donné :

- à $J \sim 27\,\hbar$, $\Delta E^* \sim 8$ MeV
- à $J \sim 36\,\hbar$, $\Delta E^* \sim 13$ MeV.

Aucune explication d'ordre expérimental ne peut être envisagée pour modifier notablement la pente de la ligne d'entrée construite, malgré les quelques incertitudes qui existent dans la façon dont les valeurs J_γ sont déterminées (ces incertitudes, liées à celles qui entâchent les valeurs de M et de n_{stat}, sont reportées dans les tableaux V.1 et V.2).

(*) T.L. Khoo, communication privée à G. BASTIN.

Voie de sortie	Noyau résiduel		Fenêtre γ	E_ℓ (MeV) (centroïde)	M	n_{stat}	J_γ (ħ)	E_γ MeV)
	Isotope	$J^\pi_o - E_o$(MeV) ($T_{1/2}$)	Δj - ΔE (ħ) (MeV)					
4n	$^{146}_{64}Gd$	$0^+ - 0$	2 - 1.08	25.0 ± 2.5	25.5 ± 2	4.5 ± 1.5	36.0 ± 3.8	26.0 ± 2.5
5n	^{145}Gd	$11/2^- - 0.722$ (92 s)	1 - 0.925	15.3 ± 1.5	16. ± 1.2	3.4 ± 1.0	27.0 ± 2.4	17.5 ± 1.6
p4n	$^{145}_{63}Eu$	$11/2^- - 0.716$ (500 ns)	1 - 1.129	18.5 ± 1.9	19.5 ± 1.4	4.0 ± 1	30.0 ± 2.7	20.5 ± 1.9
α2n	$^{144}_{62}Sm$	$6^+ - 2.32$ (880 ns)	1 - 0.800	23.5 ± 2.4	24. ± 1.8	4.5 ± 1.5	38.5 ± 3.5	26.5 ± 2.4
α3n	^{143}Sm	$23/2^- - 2.8$ (30 ms)	1 - 0.929	16.2 ± 1.6	16. ± 1.2	3.4 ± 1	33.0 ± 2.4	20.0 ± 1.6

Tableau V.1 : Système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd

Voie de sortie	Noyau résiduel		Fenêtre γ	E_ℓ (MeV) (centroïde)	M	n_{stat}	k	J_γ (ħ)	E_γ (MeV)
	Isotope	J^π_o, E_o (MeV) ($T_{1/2}$)	Δj - ΔE (ħ) (MeV)						
1 n	$^{151}_{66}Dy$	$\frac{7}{2}^-$, 0 MeV	1 - 1.005	32.7 ± 3.3	25.5 ± 1.9	~4.0 ± 1.5	1.5	38.5 ± 3.7	33.5 ± 3.3
2 n	^{150}Dy	0^+, 0 MeV	2 - 0.653	27.8 ± 2.8	23.5 ± 1.7	3.8 ± 1.5	1.65	36.5 ± 3.7	28.5 ± 2.8
3 n	^{149}Dy	$(\frac{27}{2}^-$, 2.7 MeV, (500 ms)	1 - 0.984	16.7 ± 1.7	15.0 ± 1.1	2.4 ± 0.7	1.2	31.0 ± 1.7	20.5 ± 1.7
4 n	^{148}Dy	$(10^+$, 2.92 MeV, (470 ns)	1 - 1.061	11.5 ± 1.1	10.0 ± 0.7	1.6 ± 0.4	1.2	22.0 ± 1.1	15.5 ± 1.1
p2n	$^{149}_{65}Tb$	$\frac{11}{2}^-$, 0 MeV	2 - 0.560	16.4 ± 1.6	14.5 ± 1.0	2.3 ± 0.7	1.4	26.0 ± 1.8	17.0 ± 1.6
p3n	^{148}Tb	12^-, 1.0 MeV (25 ns)	1 - 0.284	11.0 ± 1.1	10.0 ± 0.7	1.6 ± 0.4	1.4	22.5 ± 1.2	11.5 ± 1.1
2pn	$^{149}_{64}Gd$	$\frac{7}{2}^-$, 0 MeV	2 - 1.088	11.2 ± 1.1	10.0 ± 0.7	1.6 ± 0.4	1.5	19 ± 1.3	12.5 ± 1.1
α2n	^{146}Gd	0^+, 0 MeV	2 - 0.324	17.3 ± 1.7	15.5 ± 1.1	2.5 ± 0.7	1.5	23.0 ± 2.0	17.5 ± 1.7
α3n	^{145}Gd	$(\frac{11}{2}^-$, 0.722MeV) (92 s)	1 - 0.396	12.0 ± 1.2	11.0 ± 0.8	1.8 ± 0.5	1.5	21.0 ± 1.5	13.0 ± 1.2

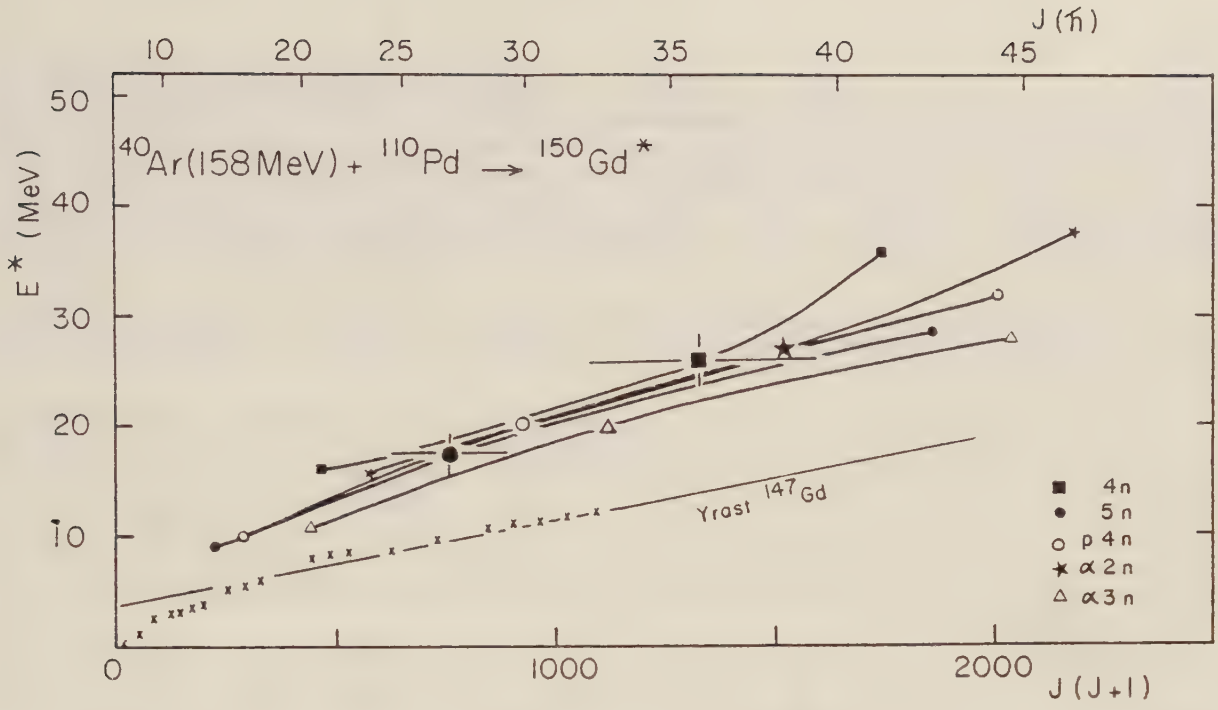
Tableau V.2 : Système ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb

Tableaux V.1 et V.2 : Ensemble des données permettant de calculer, pour chaque noyau résiduel identifié, l'énergie E_γ et le moment angulaire J_γ emporté en moyenne par rayonnement électromagnétique (voir texte).

Tableau V.1 : Système ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd → $^{150}Gd^*$
(système auquel il est associé une valeur de multipolarité moyenne pour les transitions non statistiques k = 1.5).

Tableau V.2 : Système ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb → $^{152}Dy^*$

Les incertitudes sur J_γ ont été calculées en supposant que les variables M et n_{stat} sont indépendantes.



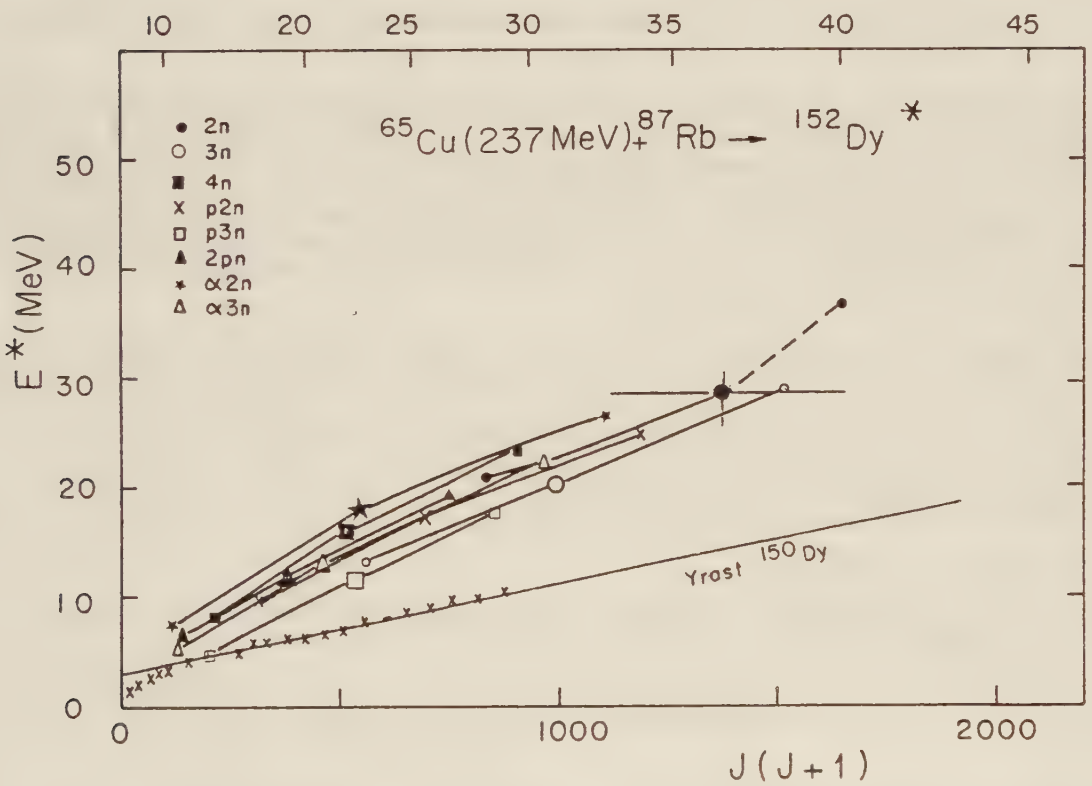


Fig. V.1 et V.2 : Lignes d'entrée γ construites à partir des données expérimentales.
V.1 : système $^{40}Ar(158\ MeV) + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$
V.2 : système $^{65}Cu(237\ MeV) + ^{87}Rb \rightarrow ^{152}Dy^*$

On a reporté, pour chaque voie de sortie identifiée, la valeur correspondant au centroïde de la distribution de l'énergie E_γ (points en gros caractère) et celles correspondant aux dixièmesde la hauteur maximale de cette distribution (points fins). Voir le texte pour la détermination de la position de la ligne Yrast.

De plus, le fait que la ligne d'entrée γ s'éloigne de la ligne Yrast pour les plus hautes valeurs de moment angulaire est cohérent avec l'évolution, établie indépendamment, de l'énergie emportée en moyenne par la cascade statistique, $E_{\gamma stat}$, en fonction de E_Σ, dont de M, donc de J ; on a reporté dans les tableaux III.2 et III.8 du chapitre III les valeurs de $E_{\gamma stat}$ obtenues par le produit $n_{stat} \times \bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ du nombre moyen de photons statistiques par l'énergie moyenne d'une transition statistique : pour le système Cu + Rb, on trouve pour les centroïdes des distributions E_Σ des voies 3n et 2n, respectivement ∿6.8MeV et ∿ 8.5 MeV.

Ces estimations donnent donc des indications qui permettent de penser que la cascade statistique évacue la plus grande partie de la différence d'énergie qui existe entre ligne Yrast et ligne d'entrée γ.

Nos données peuvent être comparées aux rares résultats concernant les lignes d'entrée disponibles dans la littérature (FOL.81, JAA.82). Pour le système $^{40}Ar + ^{124}Sn \rightarrow ^{164}Er^*$, la ligne d'entrée γ construite par Hillis et al. (HIL.7a] à l'aide d'une méthode différente de la nôtre mais incluant une sélection des voies de sortie, présente, comme le soulignent Folkmann et al. [FOL.81], exactement la même allure, par rapport à la ligne Yrast, que celle obtenue ici pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$. (Pourtant, dans leur travail, l'énergie emportée par la cascade γ n'était pas mesurée directement par un spectromètre somme mais obtenue par le produit $M \times \bar{\varepsilon}_\gamma$).

Il ressort de notre étude :
1. Que la ligne d'entrée γ ne reste pas parallèle à la ligne Yrast.
2. Que la différence d'énergie entre ligne d'entrée γ et ligne Yrast est, à haut spin ($J \sim 36\ \hbar$) de l'ordre de 13 MeV.
3. Que la plus grande partie de cette énergie est évacuée par la cascade statistique.

La compétition γ est donc plus forte pour les moments angulaires élevés. D'un point de vue qualitatif, ceci peut être interprété en liaison avec les valeurs de densité de niveaux : une désexcitation du noyau par émission d'un neutron conduirait, vue la faible perte de moment angulaire et la perte d'énergie relativement grande associées à ce type de désexcitation (∿ 8 MeV d'énergie de liaison, et ∿ 3 MeV d'énergie cinétique moyenne) à une zone proche de la ligne Yrast, où la densité de niveaux est très faible. Par contre, une désexcitation par émission γ (qui évacue environ 3 MeV) permet d'accéder à une zone du plan (E*,J) où le nombre de niveaux disponibles est plus important.

Pour déterminer théoriquement la position de la ligne d'entrée γ (qui dépend, non seulement de la répartition, dans le plan (E*,J) des probabilités d'émission γ, P_γ, mais aussi de la distribution de population en section efficace $\sigma_{FC}(\ell)$ disponible dans la voie d'entrée) il est nécessaire de mettre en oeuvre un calcul statistique (voir chapitre VI).

B - BILAN GLOBAL EN ENERGIE ET EN MOMENT ANGULAIRE

1. BILAN GLOBAL EN ENERGIE

L'énergie E_{totale} évacuée par l'ensemble des photons et des neutrons est déterminée, pour chaque voie de sortie, par la relation :

$$E_{totale} = E_\gamma + x\ \bar{\varepsilon}_n + \Sigma_x\ S_n$$

en additionnant :

- L'énergie γ totale E_γ moyenne E_γ
- L'énergie cinétique emportée par les neutrons, en supposant que, pour E_γ donnée, les x neutrons emportent en moyenne la même énergie cinétique $\bar{\varepsilon}_n$.
- L'énergie de liaison S_n de chacun des x neutrons (WAP.77).

a1. Système ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb

Les valeurs d'énergie totale associées aux centroïdes des voies de sortie 2n et 3n figurent dans le tableau V.3. Les calculs n'ont été faits que pour les centroïdes des distributions de E_Σ, pour ces deux voies de sortie, et ceci pour deux raisons :

Voie de sortie xn	$\bar{\varepsilon}_n$ (MeV)	E_Σ (MeV)	E_γ (MeV)	$\Sigma_x S_n$ (MeV) (WAP.77)	E* (MeV)	J_γ (ħ)	J_{total} (ħ)
2n	3.0 ± 0.3	27.8 ± 2.8	28.5 ± 2.8	17.1	51.5 ± 3.5	36.5 ± 3.7	38.5 ± 4
3n	3.5 ± 0.3	16.7 ± 1.7	20.5 ± 1.7	26.8	58 ± 3	31.0 ± 1.7	34 ± 2
	Système ^{65}Cu (237 MeV) + ^{87}Rb ($E^*_{nominale}$ = 54 ± 4 MeV)						
4n	2.9 ± 0.4	25.0 ± 2.5	26.0 ± 2.5	32.1	70 ± 4	36.0 ± 3.8	40 ± 4
5n	3.6 ± 0.4	15.8 ± 1.6	17.5 ± 1.6	43.2	78.5 ± 4	27.0 ± 2.4	32.0 ± 2.5
	Système ^{40}Ar (158 MeV) + ^{110}Pd ($E^*_{nominale}$ = 68.5 ± 5 MeV)						

TABLEAU V.3 : Valeurs conduisant au bilan total en énergie (E*) et en moment angulaire (J_{total}) pour les voies xn de désexcitation (voir texte).

- D'une part, en absence de coïncidences triples (spectromètre somme - Ge(Li) - détecteurs n), on a mesuré l'énergie cinétique des neutrons en fonction de E_Σ - on peut donc seulement associer une valeur moyenne ε_n au centroïde de la voie de sortie prépondérante.

- D'autre part, la largeur à mi-hauteur de la distribution de l'énergie γ totale mesurée E_Σ, en fonction de la voie de sortie représente la résolution physique mais aussi la résolution due au spectromètre somme.

Le bilan en énergie montre que l'on retrouve, aussi bien au centroïde de la voie de sortie 3n, qu'au centroïde de la voie de sortie 2n, la valeur d'énergie d'excitation nominale de (54 ± 4) MeV.

Un tel calcul n'a pas été réalisé pour la voie de sortie 1n, puisque la distribution associée de E_Σ est limitée à cause du moment angulaire maximum disponible dans la voie d'entrée ; on ne connait donc pas l'ensemble de la distribution E_Σ (voir commentaire du § Cb 3.2 dans le chapitre III) ; de plus, l'énergie cinétique des neutrons associés n'a pu être mesurée pour des raisons liées à la faible statistique.

On peut tout de même remarquer que si l'on ajoute 3 MeV d'énergie cinétique à l'énergie maximum E_γ disponible pour la voie 1n, soit 42 ± 4 MeV (voir figure III.21), compte tenu d'une énergie de liaison de 9.6 MeV, on trouve une énergie d'excitation totale de 54 ± 4 MeV) ce qui est cohérent avec l'énergie d'excitation nominale ; soulignons toutefois que cette valeur ne doit être considérée que comme une indication, la résolution du spectromètre somme interdisant une plus grande précision.

a2. Système ^{40}Ar (158 MeV) + ^{110}Pd

Pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd, le bilan en énergie totale conduit, pour la voie 4n, à une valeur cohérente avec l'énergie d'excitation nominale du système. Pour la voie de sortie 5n, on obtient une valeur trop élevée ; un effet systématique est par ailleurs observé :

le bilan d'énergie totale conduit à des valeurs d'autant plus élevées qu'elles sont associées à un nombre élevé de neutrons (et ce, quel que soit le système) ; ce point reste inexpliqué.

2 - BILAN GLOBAL EN MOMENT ANGULAIRE

Le moment angulaire total J_{total} associé aux voies de sortie xn identifiées est obtenu en ajoutant à J_γ (moment angulaire emporté par rayonnement gamma), le moment angulaire emporté par les neutrons. Chaque neutron, de spin 1/2 $\hbar$, est supposé emporter en moyenne 1/2 $\hbar$ en moment angulaire orbital (WIL67). Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau V.3 : on vérifie que, dans la distribution de population initiale, ce sont les noyaux formés avec les moments angulaires les plus élevés qui se désexcitent en émettant le plus faible nombre de neutrons.

Pour le système $^{65}Cu + ^{87}Rb$ le moment angulaire maximum atteint (pour E_Σ = 33 MeV) est de $\sim$ 39 $\hbar$ Cette valeur, bien que peu précise, est cependant cohérente avec la valeur de moment angulaire maximum (41 $\hbar$) calculée avec un modèle de pénétrabilité de barrière (voir tableau VI.1).

C - MECANISME D'EMISSION D'UN FAIBLE NOMBRE DE NUCLEONS

On peut résumer les diverses caractéristiques, présentées dans le chapitre III et qui, toutes, convergent pour aboutir à la conclusion qualitative du caractère statistique de l'émission d'un très faible nombre de nucléons dans le cas du système ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb :

- La forme "en cloche" des fonctions d'excitation (Cu, 3n), (Cu, 2n)(et, dans le cas du système Cu + Nb, (Cu, 1n));

- La répartition des distributions de l'énergie γ totale E_Σ en fonction de la voie de sortie : la valeur E_Σ moyenne correspondant au centroïde d'une distribution est d'autant plus élevée qu'elle est associée à une émission d'un faible nombre de neutrons. La distribution du ^{151}Dy (voie de sortie 1n) correspond aux valeurs les plus grandes de E_Σ : il n'apparait pas de composante de basse énergie E_Σ qui correspondrait à l'émission d'un neutron d'énergie cinétique élevée. Par ailleurs, la valeur d'énergie E_Σ qui sépare les centroïdes des distributions 3n et 2n d'environ 10 MeV, c'est-à-dire l'énergie de liaison augmentée de $\sim$ 3 MeV d'énergie cinétique ;

- Les distributions de multiplicité M pour les voies de sortie 3n et 2n : les multiplicités sont d'autant plus grandes qu'elles sont associées à une émission d'un faible nombre de neutrons ;

- Les spectres d'énergie cinétique de neutrons, qui ne présentent qu'une seule composante ; la température nucléaire moyenne qu'on peut leur associer est $T_n \sim 2$ MeV.

- Le renforcement de la compétition γ pour les valeurs élevées de moment angulaire J : la ligne d'entrée γ est d'autant plus éloignée de la ligne Yrast que J est élevé, ce qui contribue à l'émission statistique d'un plus faible nombre de neutrons.

- Enfin, le bilan correct d'énergie totale impliquée dans les désexcitations 3n et 2n est une vérification de la cohérence des résultats expérimentaux.

La motivation essentielle de ce travail consistait à définir le mécanisme responsable des réactions (IL, 1n), (IL, 2n), réactions mises antérieurement en évidence (chap. III). Le but que nous nous étions fixés est atteint : l'ensemble des caractéristiques rappelées ci-dessus apporte la signature de la désexcitation d'un système équilibré d'un point de vue thermodynamique, et exclue toute autre interprétation (pré-équilibre, émission directe, ou grande proximité de la ligne Yrast [LUC.79]), les résultats concernant l'émission de 1, 2 et 3 neutrons devraient donc être reproduits par des calculs d'évaporation statistique.

- C H A P I T R E VI -

DESEXCITATION DES NOYAUX DE FUSION : ANALYSE DE LA COMPETITION γ - NEUTRON - FISSION DANS LE CADRE D'UN MODELE D'EVAPORATION STATISTIQUE.

INTRODUCTION -

Puisque le support théorique nécessaire à l'interprétation de l'ensemble des données s'avère être la théorie statistique, le dernier chapitre de ce mémoire sera consacré à la comparaison des résultats calculés à l'aide du programme d'évaporation GROGI F et des résultats expérimentaux.

Le modèle statistique de désexcitation des noyaux permet en effet d'analyser la décroissance de noyaux de fusion formés par bombardement d'ions lourds et donc, avec de grands moments angulaires. Dans de telles conditions expérimentales, beaucoup de voies de sortie sont ouvertes et il y a compétition entre l'émission de particules (n, p, α...), l'émission de rayonnement γ et la fission. Le modèle statistique, couramment utilisé depuis une vingtaine d'années, a permis de reproduire avec succès certains de ces aspects expérimentaux.

Cependant, le grand nombre de paramètres qui lui sont associés contribue à rendre ce modèle assez complexe : la façon de déterminer les valeurs de ces paramètres, était jusqu'à présent, réalisée grâce à la comparaison des résultats de calcul avec un ensemble restreint de données expérimentales.

Grover et Gilat (GRO.67, GIL.70) ont mis au point, dans le programme analytique GROGI, une analyse statistique qui prend explicitement en compte l'émission γ. H. Delagrange (DELA.77b) a modifié le programme pour inclure les largeurs de fission dans les calculs (programme GROGI-F). Le programme GROGI a été couramment employé pour l'étude des noyaux de fusion formés dans des domaines variés du tableau périodique ; ainsi, Gilat et al. (GIL.73) ont présenté l'analyse des fonctions d'excitation correspondant à la désexcitation du système $^{16}O + ^{140}Ce \rightarrow ^{156}Dy^*$ par émission de 5, 6 ou 7 neutrons ; D. Guerreau et al. (GUE.73, GAL.74) ont comparé les résultats des calculs avec les spectres en énergie des protons et des particules α mesurées expérimentalement lors de la désexcitation du noyau de fusion ^{117}Te formé par $^{14}N + ^{103}Rh$ et $^{40}Ar + ^{77}Se$. Jusqu'à présent, les études de fission concernaient surtout les noyaux de masse proche de 190 (DELA.77) ; le programme a également été testé pour des noyaux plus lourds ($A \sim 240$) en considérant l'émission de neutrons et la fission. Selon le type de données expérimentales utilisées, des analyses différentes (parce que distinctes) étaient élaborées pour expliquer, d'ailleurs avec succès, la désexcitation de tels noyaux composés dans le cadre du modèle statistique.

Il est clair que, pour un système donné, plus les résultats expérimentaux seront variés et complets, plus contraignante sera l'analyse en termes statistiques. La possibilité, pour un canal d'entrée donné, de reproduire des informations expérimentales directes et variées sur la formation du noyau composé et sur ses voies de désexcitation pourrait procurer un test sûr de la validité des paramètres utilisés dans les calculs.

Divers auteurs (DELA.82 et NEW.81) ont souligné que, jusqu'à présent, il n'existait pas de données systématiques globales concernant les résultats expérimentaux de désexcitation de noyaux. Un des intérêts du travail présenté ici réside dans le fait que nous avons obtenu des renseignements variés : ainsi, pour la désexcitation du système $^{40}Ar + ^{110}Pd$, nous disposons des fonctions d'excitation pour plusieurs noyaux résiduels, mais aussi des sections efficaces de résidus totaux d'évaporation et de fission, et, pour E_{lab} = 158 MeV, des valeurs de multiplicité γ, d'énergie cinétique moyenne de neutrons, et de la position de la ligne d'entrée γ.

Le but final de cette analyse est de tester la validité du programme GROGI F : peut-on reproduire, à l'aide d'un seul jeu de paramètres, l'ensemble des données expérimentales de désexcitation, en particulier celles concernant les voies de sortie à faible section efficace ? Quel poids peut-on donner à la signification physique des paramètres statistiques utilisés ?

Nous procéderons en fait, en deux étapes.

- Dans un premier temps, l'étude de la compétition entre émission γ et évaporation de neutrons sera testée en essayant de reproduire les fonctions d'excitation d'émission de peu de neutrons :

  * D'une part, les réactions (IL, 3-4-5 n) : on analysera alors la désexcitation du noyau de fusion ^{150}Gd, formé par trois voies d'entrée différentes : $^{16}O + ^{134}Ba$, $^{40}Ar + ^{110}Pd$, $^{68}Zn + ^{82}Se$.

  * D'autre part, les réactions (IL, 1n), (IL, 2n) : on analysera la désexcitation du noyau de fusion ^{152}Dy formé par la voie d'entrée $^{65}Cu + ^{87}Rb$.

  Les lignes d'entrée γ calculées en utilisant le jeu de paramètres déterminé par la reproduction des fonctions d'excitation, seront comparées aux lignes d'entrée trouvées expérimentalement pour les deux systèmes ^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd et ^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb.

- Puis dans un deuxième temps, on tentera, pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd$, de reproduire simultanément les fonctions d'excitation de production des noyaux résiduels et de fragments de fission.

A - ANALYSE DE LA COMPETITION γ-NEUTRON

1 - ROLE DE LA COMPETITION γ-NEUTRON SUR LES VALEURS DE SECTIONS EFFICACES σ_{xn}, x allant de 1 à 5.

Une analyse théorique des fonctions d'excitation pour chaque voie de sortie mesurée expérimentalement a été antérieurement réalisée pour les systèmes $^{16}O + ^{134}Ba$ et $^{40}Ar + ^{110}Pd$, qui conduisent au même noyau de fusion ^{150}Gd. Les calculs, effectués par S. Della Négra et al. (DELL.77) à l'aide du programme ALICE, aboutissent à des sections efficaces (IL, xn) avec x = 3, 4, 5 beaucoup trop faibles, comparées aux valeurs expérimentales - alors même que la section efficace de résidus totaux d'évaporation est convenablement reproduite. Les sections efficaces calculées sont inférieures d'un facteur 2 aux valeurs mesurées dans le cas des réactions (IL, 5n), mais cette différence s'accentue d'autant plus que le nombre de neutrons émis est faible ; ainsi la fonction d'excitation (^{16}O, 3n) est un ordre de grandeur en-dessous de la courbe expérimentale ; le fait est encore plus sensible dans le cas des ions incidents Ar, puisque la fonction d'excitation calculée (Ar, 3n) est inférieure de 2 ordres de grandeur aux valeurs mesurées. De plus, les fonctions d'excitation (IL,4n) et (IL,3n) ne sont pas bien positionnées en énergie. Les résultats de ce calcul sont à relier au fait que le programme ALICE ne tient pas explicitement compte de la désexcitation par émission γ (il se limite à retrancher l'énergie de rotation minimum $E_{\gamma rast}$ à l'énergie d'excitation E* du noyau). Or, il est clair que la compétition entre émission γ et émission de neutrons est fondamentale puisque, pour des énergies incidentes inférieures au seuil de fission, elle détermine la répartition de chaque voie de sortie xn (aux énergies considérées, on peut négliger la compétition entre la désexcitation par γ et l'évaporation de particules chargées).

En effet, si le noyau résiduel obtenu par émission d'un certain nombre de neutrons est formé avec une énergie d'excitation intrinsèque (énergie d'excitation disponible au-dessus de la ligne Yrast) inférieure à la valeur de l'énergie de liaison Sn du neutron, il se désexcitera par émission γ. La possibilité de décroissance électromagnétique, en compétition avec l'émission de neutrons, peut aussi exister quand l'énergie d'excitation intrinsèque est supérieure à S_n, mais on considère qu'elle devient vite faible : la largeur d'émission de neutron, Γ_n, augmente rapidement au-dessus du seuil d'émission, devenant nettement supérieure à la largeur d'émission γ, Γ_γ (voir figure VI.4).

Pour les faibles valeurs de moments angulaires, on peut déterminer Γ_γ (seulement pour les noyaux stables) à partir des données expérimentales de capture de neutrons lents ; mais à haut moment angulaire, sa valeur n'est pas connue. Or, il est important de souligner que l'émission statistique d'un faible nombre de nucléonsest associée à des valeurs limitées d'énergie d'excitation intrinsèque mais à des valeurs élevées de moment angulaire J. L'analyse des fonctions d'excitation (IL, 3n) et, a fortiori, des fonctions d'excitation (IL,2n) et (IL,1n) représente donc un outil de choix pour tester la compétition γ-neutron aux hauts moments angulaires.

2 - THEORIE STATISTIQUE : VALEURS DES PARAMETRES UTILISES - COEFFICIENTS DE NORMALISATION γ

Le formalisme de la théorie statistique, ainsi que les approximations introduites dans le programme GROGI-F se trouvent dans la littérature (GRO.67, GIL.70 ainsi que DELA.77, DELA.81). Nous rappelons simplement dans l'Annexe 1 les expressions dans lesquelles interviennent les principaux paramètres.

Avant de détailler les calculs qui ont été effectués, nous allons définir quelles valeurs de référence ont été choisies pour les paramètres les plus importants qui - après détermination de la section efficace de formation du noyau de fusion (voie d'entrée $\sigma_{FC}(\ell)$ - interviennent dans la théorie statistique, à savoir :

- Les coefficents de transmission T_ℓ
- Les paramètres de densité de niveaux "a".
- La position de la ligne Yrast
- Les constantes de normalisation ξ_1 et ξ_2 qui interviennent dans l'expression des probabilités d'émission γ dipolaire et quadrupolaire. Ce point, lié à la façon dont sont normalisées, dans les calculs statistiques, les probabilités d'émission γ, sera plus particulièrement développé.

2a. Rappels sur le mode de calcul du programme GROGI-F

Le programme d'évaporation statistique GROGI (GRO.67, GIL.70) est basé sur une méthode analytique et permet de suivre la désexcitation des noyaux par émission de neutrons, protons, particules alpha, rayonnement électromagnétique gamma (rayonnements E_1 et E_2) et par fission.

Le plan (E*, J) est quadrillé d'une grille de pas de 1 MeV en énergie d'excitation E* et de 1$\hbar$ en moment angulaire J.

On introduit dans le programme une distribution de population $\mathcal{P}_{\mathcal{U}}$ (E*,J) du noyau excité $\mathcal{U}$. Partant de la"case" (E*,J) de plus grande E* et de plus grand J, le programme commence par calculer les probabilités d'émission γ, n, p, α et fission (ainsi que les spectres d'émission des particules correspondantes), en même temps que les distributions de population "filles" des noyaux produits ; puis il procède de même pour les autres cases. Comme, en général, l'émission de γ conduit à un noyau qui dispose encore d'assez d'énergie d'excitation E* pour pouvoir émettre une particule, les distributions de population "filles" qui résultent de l'émission γ sont ajoutées à la population initiale : on obtient alors une nouvelle distribution de population $\mathcal{P}_{\mathcal{U}}$ (E*,J), population "parent" ou "intégrée" du noyau $\mathcal{U}$, qui tient compte de la distribution de population initiale $\mathcal{P}_{\mathcal{U}}$ (E*,J) et de la désexcitation γ du noyau $\mathcal{U}$.

Dans l'étape suivante, les espèces nucléaires ($\mathcal{U}$ + 1) qui résultent de l'émission d'une particule (sélectionnée à l'avance lors de l'introduction des données) sont alors traitées : la distribution $\mathcal{P}_{(\mathcal{U}+1)}$(E*,J) du noyau ($\mathcal{U}$ +1) est alors utilisée comme point de départ de l'étape suivante.

2b. Désexcitation par émission de particules : choix des valeurs des paramètres

Nous avons rappelé dans l'Annexe 1 le formalisme utilisé pour le calcul de la probabilité de décroissance P par émission de particules. Le choix des valeurs de paramètres qui interviennent dans l'expression de P (formule A3) est le suivant :

- Pour le calcul des coefficients de transmission T_ℓ de la réaction inverse, les paramètres (V, r, p - voir formules A9) introduits en données sont ceux de Perey et Perey (PER.76) pour les neutrons et protons, ceux de Satchler (SAT.65) pour les particules alpha.

- Les valeurs desparamètres de densité de niveaux "a", sont déterminées pour les noyaux stables, par la reproduction des densités de niveaux à faible énergie d'excitation en étudiant les résonances par neutrons lents ; elles sont fonction linéaire de la masse A des noyaux, avec de fortes oscillations autour de cette tendance linéaire : en particulier, une chute très marquée de la valeur de "a" existe dans la région des couches magiques, dont celle de N = 82 (FAC.68).

Nous avons choisi d'utiliser la relation élaborée par Gilbert et Cameron (GIL.65) qui ont proposé une correction de couche suivant la relation

$$\frac{a}{A} = 0.00917\ (\delta_N + \delta_Z) + K \qquad \text{(VI.1)}$$

où les corrections de couches pour les neutrons et les protons sont notées δ_N et δ_Z. Le coefficient K est donné par ces auteurs égal à 0.142 dans le cas de noyaux non déformés, et égal à 0.120 pour les noyaux déformés . Dans notre cas, nous avons pris une valeur moyenne de 0.131. Dans nos calculs, la présence d'une couche fermée N = 82 (et de la "couche" Z=64) peut avoir un effet important sur la désexcitation. Soulignons cependant que dans le programme, cet effet de couches n'est pas atténué aux hautes énergies d'excitation - contrairement à l'hypothèse la plus réaliste physiquement.

- La valeur de l'énergie de pairing, δ_{GC}, est déterminée phénoménologiquement, pour chaque noyau, par Gilbert et Cameron (GIL.65) à partir des données expérimentales obtenues par résonance (n,γ), c'est-à-dire à basse énergie, bas spin et bien sûr pour des noyaux proches de la ligne de stabilité β.

- La valeur de l'énergie de rotation Yrast est dans un premier temps, obtenue en ajoutant à la valeur d'énergie de rotation E_{rot} calculée dans le cadre du modèle de la goutte liquide (COH.75), la valeur de la correction de pairing δ_{GC}. Comme le montre la figure VI.1,

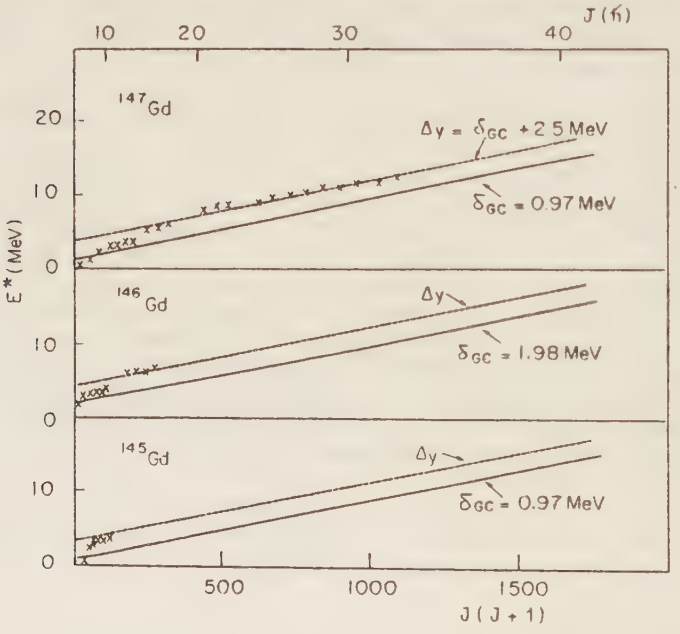


Fig. VI.1 : Plan E*, J(J+1) des isotopes $^{147-146-145}$Gd : comparaison de la ligne Yrast calculée en prenant en considération l'énergie de pairing δ_{GC} estimée par Gilbert et Cameron (trait continu) avec les niveaux discrets connus. Par une translation de 2.5MeV vers des énergies plus élevées (traits pointillés) on reproduit, pour $J \gtrsim 15$ ħ, les niveaux expérimentaux du ^{147}Gd.

le tracé de la ligne Yrast ainsi construite (en trait plein sur la figure VI.1) se situe systématiquement, pour les noyaux $^{147-146-145}Gd$, au-dessous des premiers niveaux Yrast discrets, et ce, dès que le moment angulaire J du noyau est supérieur à environ 10 $\hbar$.

Par contre, la pente de la ligne Yrast ainsi calculée reproduit celle de l'enveloppe des premiers niveaux Yrast discrets (les énergies $E_{rot\,y}$ calculées dans le modèle de la goutte liquide tournante sont d'ailleurs voisines de celles obtenues pour une sphère rigide : moins de 1 MeV de différence pour J = 40$\hbar$).

Dans ces conditions, translater la ligne Yrast initialement calculée de 2.5 MeV vers des énergies plus élevées conduit à une ligne (en pointillés sur la figure VI.1) qui reproduit la ligne Yrast expérimentale des isotopes de gololinium.

La valeur de l'énergie de rotation Yrast est donc finalement obtenue en ajoutant à $E_{rot\,y}$ la valeur d'un "paramètre de déplacement" ΔY qui inclue l'énergie de pairing δ_{GC} et un déplacement de la ligne Yrast vers de plus hautes énergies (2.5 MeV dans le cas des isotopes Gd étudiés).

Ajuster la ligne Yrast calculée aux valeurs expérimentales (dans la mesure où celles-ci sont connues) s'avère donc être l'étape préliminaire à tout calcul statistique. Ce point, n'avait pas pu être, jusqu'à présent, étudié. Le
fait que les niveaux discrets soient actuellement connus, pour le ^{147}Gd, jusqu'à un spin (35 $\hbar$) relativement élevé nous a permis de préciser la sensibilité des sections efficaces σ_{xn} vis-à-vis, non seulement des coefficients de normalisation γ, mais aussi de la position de la ligne Yrast.

2c - Désexcitation par émission γ

C1. Probabilités de transition à une particule : estimations théoriques de Weisskopf.

Un noyau qui se trouve dans l'un de ses états excités peut, comme tout système quantique, se désexciter vers un état d'énergie plus faible en émettant un photon.

Il est bien connu(BOH.75) que la probabilité de transition électrique (E) par unité de temps d'un état stationnaire initial $|i\rangle$ (d'énergie propre Ei), à un autre état stationnaire final $|f\rangle$ (d'énergie propre Ef), se met sous la forme :

$$\lambda_{E\ell} = \frac{8\pi(\ell+1)}{\ell[(2\ell+1)!!]^2}\,\frac{1}{\hbar}\,\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\ell+1}\sum_{m=-\ell}^{+\ell}|\langle f|\hat{O}^{E}_{\ell,m}|i\rangle|^2 \qquad \text{(VI.2)}$$

où $\hat{O}^{E}_{\ell,m}$ est l'un des opérateurs moments multipolaires électriques, et ω la pulsation liée à l'énergie du photon par $\omega = \varepsilon_\gamma/\hbar$.

Les probabilités de transition réduite $\Sigma|\langle f|\hat{O}^{E}_{\ell,m}|i\rangle|^2$ sont notées $B(E\ell)$;

Elles sont numériquement reliées aux probabilités de transition $\lambda_{E\ell}$ par les expressions

$$B_{E1} = 6.288\ 10^{-16}\ \varepsilon_\gamma^{-3}\ \lambda_{E1} \qquad \text{(VI.3)}$$

$$B_{E2} = 8.161\ 10^{-10}\ \varepsilon_\gamma^{-5}\ \lambda_{E2} \qquad \text{(VI.4)}$$

dans lesquelles $B_{E\ell}$ sont en unités $e^2\,(fm)^{2\ell}$, $\lambda_{E\ell}$ en s^{-1} et ε_γ (énergie du photon) en MeV.

Evaluer la valeur théorique de $\lambda_{E\ell}$ nécessite de s'appuyer sur un modèle puisqu'il s'agit d'estimer les fonctions d'onde φ_i et φ_f du système respectivement dans l'état initial et final, fonctions d'ondes qui interviennent dans le calcul de l'élément de matrice de transition $\langle f|\hat{O}^{E}_{\ell,m}|i\rangle$). Weisskopf (BLA.52) a estimé, dans le cadre du modèle en couches, les probabilités

de transition à une particule. Cela suppose que la transition γ peut être décrite par le changement de couche d'un seul proton. Blatt et Weisskopf (BLA.52)donnent un exposé complet des hypothèses utilisées.

Pour les transitions E1 et E2, les probabilités de transition par unité de temps estimées par Weisskopf s'écrivent (avec, en indice "s.p." pour "single particle" - c'est-à-dire particules indépendantes).

$$\lambda_{E1,sp} = 1.0\ 10^{14}\ A^{2/3}\ \varepsilon_{\gamma_1}^{3}\ (s^{-1}) \qquad (VI.5)$$

$$\lambda_{E2,sp} = 7.4\ 10^{7}\ A^{4/3}\ \varepsilon_{\gamma_2}^{5}\ (s^{-1}) \qquad (VI.6)$$

ε_γ, énergie du photon (dipolaire ou quadrupolaire) est exprimée en MeV.

Ces estimations théoriques de Weisskopf étant définies dans un cadre très sommaire, on ne s'attend pas à ce qu'elles représentent précisément les valeurs des probabilités de transitions. Malgré tout, elles donnent au moins un point de départ pour l'interprétation des résultats expérimentaux - les valeurs théoriques de Weisskopf, sont, dans ce sens, considérées comme valeurs "étalons" ("unités Weisskopf" ou uW).

Pour la comparaison expérience-théorie, des facteurs d'accélération f sont utilisés :

$$f_\ell = \frac{\lambda_{E\ell exp}}{\lambda_{E\ell,sp}} = \frac{B_{E\ell exp}}{B_{E\ell Sp}} \qquad (VI.7)$$

qui peuvent s'exprimer par le rapport $\frac{\tau_{E\ell Sp}}{\tau_{E\ell exp}}$ puisque, du point de vue expérimental, on détermine la probabilité de transition γ en mesurant la vie moyenne τ du niveau émetteur, et on en déduit $\lambda_{E\ell} = \frac{1}{\tau}$.

C2. Normalisation des probabilités d'émission γ dans le programme statistique GROGI.

Dans le programme GROGI, on ne considère que les émissions γ de la cascade statistique, que l'on pense être principalement composée de transitions dipolaires. Mais dans la région de cascade γ, il n'est pas suffisant de prendre en considération les transitions statistiques : en effet, il peut apparaître surtout dans les noyaux déformés, des mouvements collectifs (transitions suivant une ligne parallèle à la ligne Yrast). Une telle compétition entre transitions statistiques et collectives a été récemment inclue dans des programmes (LIO.78, WAK.78). Par contre, GROGI ne tient pas compte d'éventuels effets collectifs. Certes, la présence de transitions quadrupolaires dans l'émission γ est prise en considération grâce au mélange introduit artificiellement par le rapport des largeurs Γ_1/Γ_2 (le rapport est donc un paramètre ajustable) mais ces transitions sont, dans le code, toujours considérées comme statistiques : en particulier, leur spectre d'énergie calculé reste gouverné par les densités de niveaux, ce qui n'est pas le cas des transitions collectives.

La probabilité d'émission γ s'écrit, dans le programme GROGI (GRO.67) :

$$P_{U\gamma} = \Sigma_\ell\ P_{U\gamma\ell} \qquad (VI.8)$$

où

$$P_{U\gamma\ell}(EJ,E_fJ_f)d\varepsilon = \xi_L\ \frac{1}{h}\ \frac{\rho(E_fJ_f)}{\rho(EJ)}\ \varepsilon_\gamma^{2\ell+1}\ d\varepsilon \qquad (VI.9)$$

où ℓ est la multipolarité du photon émis.
ε_γ son énergie
ξ_L est une constante de normalisation pour chacun des types de rayonnement gamma émis : elle permet d'ajuster les probabilités d'émission γ à la largeur d'émission expérimentale Γ_γ. On peut considérer (GIL.77) que ξ est une valeur proportionnelle à l'élément de matrice réduit $B_{E\ell}$ de transition électromagnétique.

En effet, comparer l'expression utilisée dans GROGI (formule VI.9) aux valeurs théoriques estimées par Weisskopf (formule VI.5) pour une transition à une particule, c'est-à-dire une transition de niveau à niveau, revient à prendre les densités de niveaux ρ égales à 1. On obtient alors pour la probabilité expérimentale d'émission γ dipolaire (combinaison des relations VI.5 et VI.9) :

$$P_{U\gamma_1} = \xi_1 \frac{\varepsilon_\gamma^3}{\hbar} = 1.0\ 10^{14}\ A^{2/3}\ \varepsilon_\gamma^3\ f_1$$

d'où $$\xi_1 = 1.0\ 10^{14}\ A^{2/3}\ \hbar\ f_1 = 0.66\ 10^{-7}\ A^{2/3}\ f_1 \qquad \text{(VI.10)}$$

De même, si f_2 est le facteur d'accélération pour les transitions quadrupolaires

$$\xi_2 = 7.4\ 10^{7}\ A^{4/3}\ \hbar\ f_2 = 4.9\ 10^{-14}\ A^{4/3}\ f_2 \qquad \text{(VI.11)}$$

Ainsi, pour le noyau ^{150}Gd : $\xi_1 = 1.9\ \ 10^{-6}\ f_1$

$$\xi_2 = 3.9\ 10^{-11}\ f_2$$

où f_1 et f_2 sont exprimés en unités Weisskopf.

C3. Choix des valeurs de référence pour les coefficients de normalisation γ.

Dans le programme GROGI, on introduit en données les largeurs d'émission Γ_γ (Γ_1 et Γ_2) mesurées sur un noyau formé à l'énergie E_0 et au spin J_0 ; les coefficients de normalisation ξ_1 et ξ_2 correspondant sont évalués à partir de ces valeurs numériques, avec une précision qui est de l'ordre de 40 % comme cela a été montré par GILAT et al (appendice de la référence GIL 77).

Pour étudier la désexcitation statistique d'un noyau, Gilat recommande de considérer les largeurs Γ_γ mesurées par réaction de capture (n,γ). Il est en effet plus réaliste de considérer les largeurs ainsi mesurées que celles correspondant aux niveaux discrets de faible énergie : le noyau considéré formé par absorption d'un neutron lent, dispose d'une énergie d'excitation E_i qui est en fait l'énergie S_n de liaison du neutron- en général 8 à 10 MeV ; par contre, le moment angulaire qui lui est communiqué est très faible (de l'ordre de 1ħ).

Nous avons pris comme référence la valeur de largeur d'émission E_1, soit Γ_1 = 106 meV, correspondant aux noyaux (lourds) $^{155-157}Gd$ formés, par capture (n,γ) à une énergie d'excitation Eo ∿ 8 MeV et à un spin Jo = 2ħ (GOL.66) : ce sont les isotopes stables les moins éloignés des noyaux très déficients en neutrons que sont les isotopes (tels $^{145-147}Gd$) étudiés dans cette analyse ; de plus, comme les valeurs Γ_1 trouvées dans la littérature varient peu pour les noyaux (stables) de masse ∿ 160u ,nous avons conservé la même valeur Γ_1 de référence pour les noyaux $^{148-150}Dy$ (système ^{65}Cu + ^{87}Rb). La valeur ξ_1 correspondante, calculée par GROGI, vaut $\xi_1 = 5.2\ 10^{-8}$,soit (formule VI.10) $f_1 = 2.7\ 10^{-2}$uW.

Cependant, cette valeur f ne doit être considérée que comme une valeur de référence utile pour les calculs initiaux : en effet, les noyaux lourds $^{155-157}Gd$ et les noyaux légers $^{145-147}Gd$ présentent probablement des déformations et donc des comportements nucléaires très différents (ce doit être en particulier le cas pour l'isotope $^{146}_{64}Gd_{82}$, que l'on peut considérer comme un noyau doublement magique). De plus, les probabilités de transition γ ne sont pas connues pour des états de plus haute énergie et de haut moment angulaire. Or, on peut cependant supposer que lorsque la densité de niveaux augmente, on peut trouver deux sous-couches voisines, de parité différente, telles que $|J_i - J_f| \leqslant 1$. Dans ces conditions, le facteur d'accélération pourrait être nettement supérieur à 10^{-2}uW, voire atteindre 1 uW (qui donne un ordre de grandeur maximum pour la probabilité de transition dans le modèle à particules indépendantes).

Les mesures de largeurs Γ_{E2} effectuées par Bollinger et al. (BOL.70) pour la réaction $^{167}Er(n,\gamma)$ conduisent typiquement à $\Gamma_{E2} \sim \Gamma_{E1}/65$, d'où l'utilisation approchée courante de $\Gamma_{E2} = \Gamma_{E1}/100$. Le facteur d'accélération correspondant, tiré de la valeur f_2 calculée par GROGI, est $f_2 \sim 1.6$ uW.

Pour tenir compte de la nature collective des transitions E2, il faut donc accélérer les probabilités de transition estimées par Weisskopf - tout en sachant que, même si on leur attribue un coefficient f supérieur à 1 uW, le programme GROGI traite les transitions E2 d'un point de vue strictement statistique. Ce dernier point mérite d'être souligné.

En conclusion, plusieurs approximations apparaissent dans le calcul de la normalisation γ par le programme GROGI :

- Pour une valeur $\Gamma_{\gamma 1}$ donnée, la valeur ξ_1 correspondante est calculée avec une précision qui n'excède pas 40 % environ ;

- Le mode de calcul utilisé dans GROGI néglige, faute de données expérimentales sur ce sujet, les possibles variations de ξ en fonction de l'énergie d'excitation et du spin : ainsi, la valeur de ξ calculée est introduite dans la relation VI.9 pour le calcul de désexcitation de noyaux formés à des énergies voisines de 50 MeV et à des moments angulaires $\sim 50\ \hbar$!

- L'objectif initial de GROGI étant de traiter les émissions statistiques, les effets collectifs ne sont pas introduits. De plus, il n'y a pas de possibilité de prendre en compte une variation du rapport Γ_{E1}/Γ_{E2} selon la proximité des niveaux Yrast. Les calculs concernant les transitions quadrupolaires sont donc tout à fait inadaptés à la réalité physique.

2d - Choix de la distribution de section efficace $\sigma_{FC}(\ell)$ dans la voie d entrée

La distribution, en fonction du moment angulaire, de la section efficace de formation du noyau de fusion - $\sigma_{FC}(\ell)$ - a été déterminée, comme exposé au chapitre IV, d'après le modèle phénoménologique de Vaz et Alexander (VAZ.78), qui inclue la pénétrabilité de barrière (approximation parabolique) ; le potentiel nucléaire de proximité a été modifié en altérant la valeur d'un des paramètres (ΔR).

Faute de pouvoir reproduire chaque fonction d'excitation de fusion $^{40}Ar + ^{110}Pd$ et $^{68}Zn + ^{82}Se$, avec une seule valeur déterminée du paramètre ΔR, qui ne dépende que de Z_1Z_2, nous avons cherché quelles valeurs de ΔR, fonctions de l'énergie, pourraient reproduire les valeurs expérimentales. Bien évidemment, il ne s'agit là que d'une simple paramétrisation pour disposer d'une voie d'entrée utilisable dans un programme statistique d'évaporation. Les valeurs trouvées pour ΔR sont regroupées dans le tableau VI.1, ainsi que les sections efficaces calculées correspondantes (les énergies sont celles utilisées dans les calculs statistiques). Pour le système $^{16}O + ^{134}Ba$, nous avons pris la valeur $\Delta R = 0.12$ fm, et non la valeur systématique $\Delta R_{syst} = 0.18$, qui permet un meilleur accord avec les données expérimentales (voir § B.2 du chapitre IV). Pour le système $^{65}Cu + ^{87}Rb$, en absence de toute donnée expérimentale sur les valeurs de sections efficaces de fusion complète, nous avons appliqué, pour une énergie donnée, la valeur ΔR déterminée pour le système $^{68}Zn + ^{82}Se$ (système correspondant approximativement à la même valeur du produit Z_1Z_2).

3 - INFLUENCE DES VALEURS DE PARAMETRES SUR LES SECTIONS EFFICACES D'EMISSION D'UN FAIBLE NOMBRE DE NUCLEONS.

Rappelons que le choix des valeurs des paramètres (ligne Yrast, coefficients de normalisation γ, paramètres de densité de niveaux) est basé sur notre connaissance des noyaux formés à basse excitation et bas moment angulaire. Ces valeurs ne sont donc pas connues avec exactitude ; il s'avère nécessaire de les faire varier afin d'étudier leur sensibilité respective en comparant les sections efficaces expérimentales et calculées.

Noyau de fusion	Système	Z_1Z_2	Valeurs utilisées							
			ΔR (fm)	$\bar{E}$ (MeV)	E_{lab} (MeV)	E^* (MeV)	σ_{CF} (mb)	ℓ_{max} ($\hbar$)	σ_{cr} (mb)	ℓ_{cr} ($\hbar$) (r_c = 1.05 fm)
^{150}Gd	$^{16}O + ^{134}Ba$	448	0.12	62.5	70	44.5	316	22		
			"	68	76	50	556	29.5		
			"	83	93	65	1045	44	1031	44
			"	98	110	80	1360	54	1169	49
	$^{40}Ar + ^{110}Pd$	828	0.20	106.5	145	58.5	284	38		
			0.15	113.5	155	66	468	50		
			"	121	165	73.3	579	57		
			"	128.3	175	80.5	748	66		
			"	146.7	200	99	1087.3	85	1000	80.5
	$^{68}Zn + ^{82}Se$	1028	0.12	126	230	54	127	32		
			0.02	136.5	250	65	338	52		
			-0.06	150	275	79	569	70		
			"	164	300	92	812	88	791	86
^{152}Dy	$^{65}Cu + ^{87}Rb$	1073	0.06	137.4	240	55.5	215	41		

TABLEAU VI.1

Paramètres utilisés dans le programme FRANPIE (VAZ.81b) pour le calcul de la distribution, en fonction du moment angulaire ℓ, de la section efficace de fusion disponible dans la voie d'entrée.

ΔR(fm) : valeur du paramètre caractérisant le potentiel nucléaire de proximité modifié.

σ_{FC} : section efficace de fusion intégrée sur toutes les valeurs de ℓ

ℓ_{max} : moment angulaire pour $T_\ell = 1/2$

Pour les énergies incidentes supérieures à l'énergie de transition, on a considéré la valeur de section efficace σ_{cr} obtenue par coupure franche à la valeur du moment angulaire critique ℓ_{cr} calculée par Ngô (voir chapitre IV, § B.2).

L'influence des divers paramètres sur les valeurs de section efficace (Ar, xn) sera étudiée dans le cas du système $^{40}Ar + ^{110}Pd$ à des énergies inférieures au seuil de fission. Nous étudierons en détail l'influence de la position de la ligne Yrast ainsi que l'influence des coefficients de normalisation f_1 et f_2. Celle des autres paramètres sera traitée plus succintement, puisque, comme nous le verrons par la suite, les valeurs de section efficace y sont moins sensibles. Notre but final est de déterminer un jeu de paramètres qui permette de reproduire, non seulement les valeurs de section efficace σ_{xn} à une énergie donnée, mais aussi l'ensemble des fonctions d'excitation (Ar, xn).

3a. Influence des valeurs des coefficients de normalisation γ et de la position de la ligne Yrast.

a1. Influence sur les valeurs de section efficace (Ar,3n),(Ar,4n) et (Ar,5n).

Comme expliqué au paragraphe A.2b, on considère la ligne Yrast obtenue par extrapolation linéaire en J(J+1) des niveaux Yrast discrets (utilisation du paramètre de déplacement $\Delta Y = \delta_{YY} + 2.5$ MeV).

Les valeurs de section efficace σ_{xn} obtenues, pour une énergie incidente de 155 MeV, en considérant les largeurs Γ de référence mesurées par capture (n,γ)-et correspondant aux facteurs d'accélération $f_1 = 0.027$ uW et $f_2 = 1.6$ uW - sont reportées, de même que les valeurs σ_{xn} expérimentales, dans le tableau VI.2a. Les sections efficaces calculées sont en désaccord avec les valeurs mesurées : en particulier, la valeur σ_{3n} est sous-estimée de plus d'un facteur 10 ; par contre σ_{5n} est surestimée (d'un facteur 2) par le calcul.

Des différences entre valeurs de sections efficaces σ_{xn} expérimentales et valeurs calculées en prenant les largeurs Γ_γ mesurées par réaction (n,γ) ont déjà été observées, tout d'abord par Gilat et al. (GIL.73), ou, plus récemment, par d'autres auteurs en particulier Hillis et al. (HIL.79). Les sections efficaces correspondant aux plus faibles nombre de neutrons peuvent être augmentées par un accroissement des largeurs Γ_γ.

Pour obtenir un accord satisfaisant dans le cas de la réaction $^{40}Ar(155\ MeV) + ^{110}Pd$ (cf tableau VI.2a), il suffit d'augmenter les largeurs Γ_γ, et donc les coefficients de normalisation d'un facteur 10 par rapport aux valeurs de référence : - ce qui correspond aux coefficients de normalisation γ $f_1 = 0.27$ uW et $f_2 = 16$ uW. Comme prévu, l'influence de la compétition γ-neutron est relativement importante quand peu de neutrons sont émis, d'où la grande sensibilité de la section efficace σ_{3n} vis-à-vis des coefficients de normalisation γ.

Les fonctions d'excitation calculées sont alors en accord avec les résultats expérimentaux (tableau VI.3 de la page 125 et figure VI.2). Certes, la valeur calculée de la section efficace d'émission de 3 neutrons est légèrement inférieure à la valeur mesurée, mais on est loin du précédent désaccord d'un facteur 10. Nous n'avons donc pas cherché de meilleur accord, d'autant plus que d'autres paramètres statistiques peuvent avoir une influence sur les sections efficaces.

Quelle est la signification physique du jeu de paramètres ainsi déterminé, à savoir $f_1 = 0.27$ uW, $f_2 \sim 16$ uW ?

Pour les transitions E_1, on peut supposer que, lorsque la densité de niveaux augmente, le facteur d'accélération pourrait être proche de 1 uW (voir paragraphe A2C3).

Pour les transitions quadrupolaires, prendre des coefficients de normalisation γ supérieurs à 1 uW illustre le fait que ces transitions E_2 sont des transitions "collectives" : plusieurs nucléons sont impliqués dans la transition. Pour les noyaux de terres rares proches de la couche fermée N=82, donc peu déformés à bas spin, les transitions quadrupolaires doivent en effet être cependant un peu accélérées. Haas et al. (HAA.81) déterminent, à partir des mesures des durées de vie des niveaux, un facteur ∿ 10 uW pour le ^{152}Dy.

Le couple des valeurs $f_1 = 0.27$ uW, $f_2 = 16$ uW conduit à une proportion d'émission entre photons dipolaires et quadrupolaires qui favorise nettement l'émission E_1 ; les valeurs de section efficace intégrées (compte tenu de la multiplicité) pour l'émission E_2 ne constituent que ∿ 3% du total de l'émission électromagnétique (voir tableau VI.2 a).

	Sections efficaces mesurées (mb)				
	3n	4n	5n		Σxn
	55±10	160±25	110±15		325±30

Ligne Yrast	Normalisation gamma				Sections efficaces calculées (mb)									Sections efficaces intégrées σ(mb) et énergie moyenne $\bar{\varepsilon}$ (MeV) emportée par					
														Neutrons		Gamma			
	Γ_1 (eV)	Γ_2 (eV)	f_1 (uW)	f_2 (uW)	2n	3n	4n	5n	6n	xn	Σpxn	Σαxn	Fission	σ (mb)	$\bar{\varepsilon}_n$ (MeV)	σ_{γ_1} (mb)	$\bar{\varepsilon}_{\gamma_1}$ (MeV)	σ_{γ_2} (mb)	$\bar{\varepsilon}_{\gamma_2}$ (MeV)
reproduisant les niveaux discrets ($\Delta Y = \delta_{GC}$+2.5 MeV)	0.106	0.106 10^{-2}	0.027	1.6	-	5.7	222	171	1.2	400	57.8	7.6	0.3	1893	2.3	1776	1.8	42	3.1
	1.06	1.06 10^{-2}	0.27	16	0.56	53.8	271	83	0.16	408.5	50.0	6.9	0.3	1757	2.35	2279	2.1	66	3.9
	1.06	0.106 10^{-2}	0.27	1.6	0.40	50	272	86	0.17	408	50.5	7	0.3	1764	2.35	2335	2.1	68	3.9
ne reproduisant pas les niveaux discrets ($\Delta Y = \delta_{GC}$)	0.106	0.106 10^{-2}	0.027	1.6	-	0.75	130	243	9.8	383	73	9	0.4	1971	2.3	1662	1.7	22	2.9
	1.06	0.646	0.27	945	1.7	57	239	102	1.1	401	56.7	7.5	0.4	1756	2.4	1169	1.85	1034	3.7
	3.93	0.17	1	250	0.95	54	244	101	0.8	400	57	8	0.4	1757	2.4	2271	2.15	190	4.2

TABLEAU VI.2a

Réaction ^{40}Ar(155 MeV) + ^{110}Pd : influence sur les valeurs de section efficace calculées par le programme GROGI-F
- de la position de la ligne Yrast (selon la valeur du paramètre de déplacement ΔY),
- des coefficients f_1 et f_2 de normalisation γ
(section efficace de fusion complète σ_{FC} = 468 mb).

Section efficace dans la voie d'entrée σ_{FC}	Paramètres de densités de niveaux "a"	Sections efficaces calculées (mb)								
		2n	3n	4n	5n	6n	Σxn	Σpxn	Σαxn	fission
468 mb (ΔR = 0.15 fm)	a_{GC}	0.56	53.8	271	83	0.16	408.5	50	6.9	0.32
468 mb	a_{GC} - 5% (pour N=82)	0.56	115	190	78	0.09	385	71	10	0.31
380 mb (ΔR = 0.06 fm)	a_{GC}	0.17	29	219	82	0.16	331	45	5.6	0.13

TABLEAU VI.2b

Réaction ^{40}Ar(155 MeV) + ^{110}Pd : influence sur les valeurs de sections efficaces σ_{xn}
- de la correction d'effet de couches sur les valeurs de paramètres de densité de niveaux pour les noyaux magiques (N=82) ;
- de la distribution de section efficace $\sigma_{FC}(\ell)$ dans la voie d'entrée (pour la signification du paramètre ΔR, voir paragraphe 2d et chapitre IV. paragraphe B).

Paramètres utilisés dans tous les cas : coefficients de normalisation γ, f_1 = 0.27 uW, f_2 = 16 uW
ligne Yrast reproduisant les niveaux Yrast discrets connus.

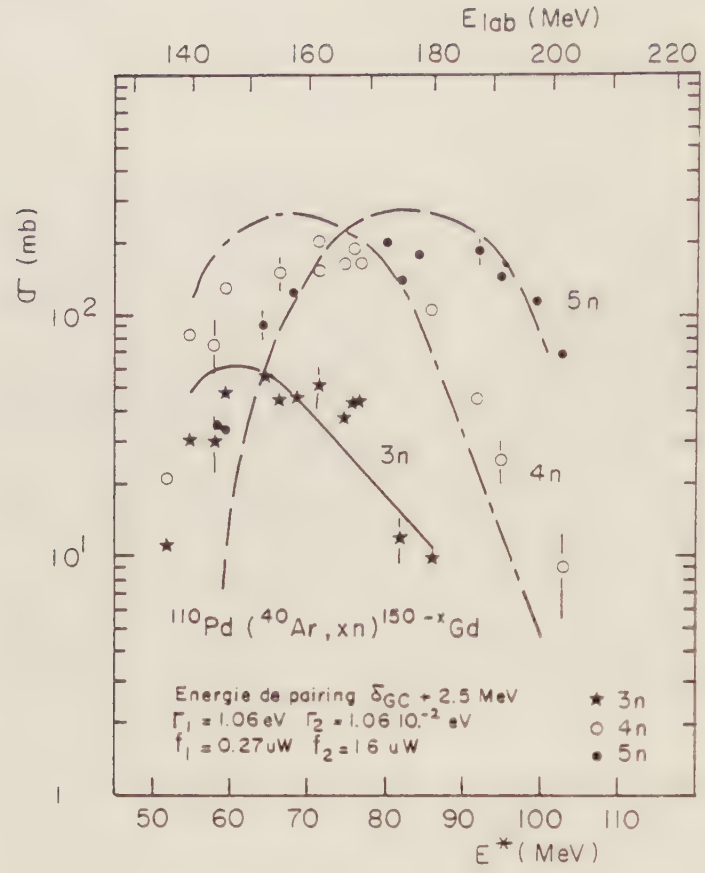


Fig. VI.2 : Système $^{110}Pd(^{40}Ar,xn)^{150-x}Gd$: comparaison des fonctions d'excitation expérimentales (points issus de la référence DELL.77) avec celles calculées à l'aide du programme GROGI-F.
- Les lignes Yrast utilisées ont été obtenues par extrapolation linéaire en J(J+1) des premiers niveaux Yrast discrets connus pour les isotopes de Gd (paramètre de déplacement ΔY = énergie de pairing δ_{GC} = 2.5 MeV, voir figure VI.1).
- Coefficients de normalisation γ f_1 = 0.27 uW, f_2 = 16 uW (correspondant à des largeurs Γ_γ 10 fois plus élevées que celles mesurées par capture (n,γ) sur les isotopes stables de Gd).
- paramètres de fission a_f/a_n=1.04, x_f=B_f/$B_{n\,CRLDM}$=0.6 (voir paragraphe 8.2a).

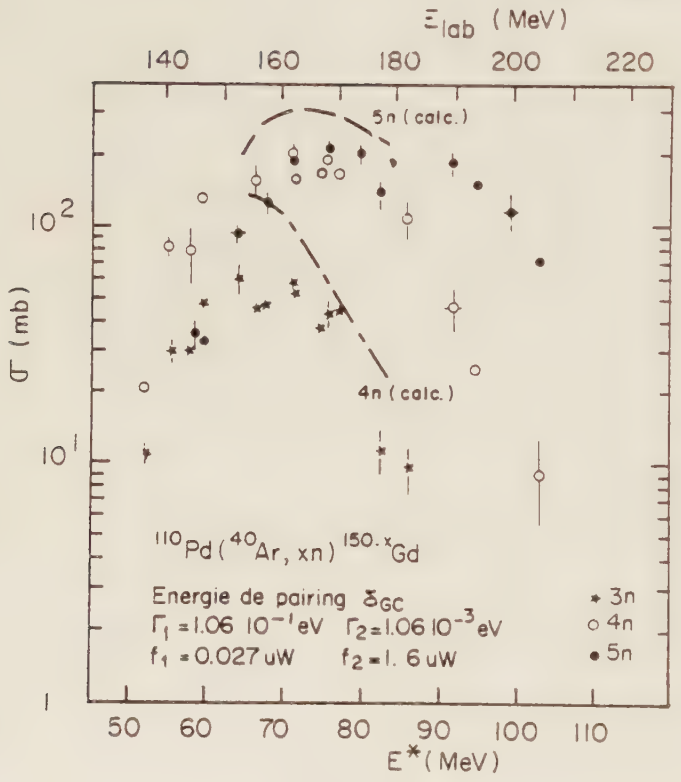


Fig. VI.3a

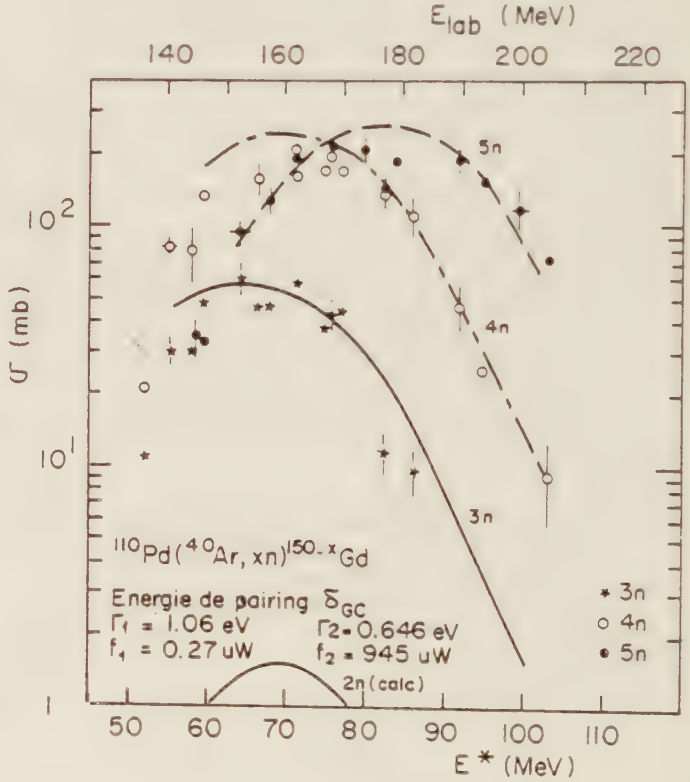


Fig. VI.3b

Fig. VI.3 : Système $^{110}Pd(^{40}Ar,xn)^{150-x}Gd$: comparaison des fonctions d'excitation expérimentales avec celles calculées en considérant une ligne Yrast ne reproduisant pas les niveaux discrets expérimentaux (utilisation de l'énergie de pairing δ_{GC} - voir texte).
Fig. VI.3a : coefficients de normalisation γ f_1 = 0.027 uW, f_2 = 1.6 uW de référence (correspondant aux largeurs Γ_γ mesurées par capture (n,γ) sur les isotopes stables de Gd).
Fig. VI.3b : Coefficients de normalisation γ f_1 = 0.27 uW, f_2 = 945 uW.
Origine des points expérimentaux : [DELL.77].

Par ailleurs, considérer des transitions E_2 moins accélérées, en prenant f_2 = 1.6 uW (au lieu de 16 uW) n'affecte pas de façon sensible les valeurs des sections efficaces (Ar, xn) (voir tableau VI.2a). Malgré l'ambiguité qui existe dans le calcul GROGI (qui, on l'a souligné précédemment, ne considère que des transitions statistiques, quelle que soit la valeur du coefficient de normalisation γ) on peut penser que lorsque f_1 = 0.27 uW, prendre f_2 légèrement supérieur à 1 uW est réaliste puisque, de toutes façons, la contribution des transitions quadrupolaires est très faible.

*Si, pour les noyaux Gd étudiés, la ligne Yrast calculée n'avait pas été ajustée aux valeurs des niveaux discrets connus, - c'est-à-dire si l'on avait considéré l'énergie de pairing δ_{GC} calculée par Gilbert et Cameron - les fonctions d'excitation σ_{xn} calculées avec les largeurs Γ_γ de référence (mesurées par capture n,γ) auraient été en désaccord flagrant avec les résultats expérimentaux (tableau VI.2a et figure VI.3a). Pour reproduire les données, il aurait alors été nécessaire d'accélérer très fortement les transitions γ. Pour une valeur fixée du coefficient de normalisation f_1, on trouve toujours une valeur f_2 qui permette d'obtenir une répartition donnée de sections efficaces calculées. Il en est par exemple ainsi pour les deux jeux de paramètres f_1 = 0.27 uW et f_2 = 945 uW (tableau VI.2a et figure VI.3b), de même que pour f_1 = 1 uW et f_2 = 250 uW (tableau VI.2a); ces deux ensembles de paramètres conduisent à des valeurs calculées de section efficace en accord avec les valeurs mesurées.

Cependant, considérer des transitions quadrupolaires aussi fortement accélérées ne constituerait qu'une simple paramétrisation sans fondement physique (pour des noyaux non rotationnels à bas spin) ; de plus, la contribution des transitions quadrupolaires serait alors loin d'être négligeable (comme en témoignent les valeurs de sections efficaces intégrées reportées dans le tableau VI.2a): on ne pourrait regarder comme valables les résultats d'un calcul par essence statistique, appliqué à des transitions fortement accélérées.

a2. Influence de la position de la ligne Yrast et des valeurs des coefficients de normalisation γ sur le mode de désexcitation d'un état (E*,J) donné

Pour comprendre l'influence relativement grande des coefficients de normalisation γ et de la position de la ligne Yrast sur les sections efficaces de production de noyaux résiduels de Gd, on a visualisé sur les figures VI.4 les probabilités qu'a un isotope ^{147}Gd de se désexciter par γ ou neutron selon l'état (E*, J) dans lequel il a été formé. Les courbes définissent l'ensemble des points d'égale probabilité P d'émission. L'émission de neutrons est la voie de désexcitation la plus probable : une large étendue du plan (E*,J) est impliquée. L'émission de protons et de particules alpha concerne des zones plus localisées du plan (E*,J) (voir annexe 4). Pour plus de clarté, la fission,principal mode de désexcitation pour J > 60 $\hbar$, n'est pas représentée ici (voir figures VI.12).

Comme il a été initialement montré par Grover et Gilat (GRO.67) l'émission γ se situe pour l'essentiel à l'intérieur de ce que Grover a appelé la "bande de cascade γ". C'est, pour un noyau donné, la région du plan (E*,J) qui est située entre la ligne Yrast et la courbe d'isoprobabilité P_γ = 50 %. Celle-ci est, en gros, parallèle à la ligne Yrast.

La figure VI.4a (cas n°1) correspond au jeu de paramètres précédemment déterminé pour reproduire les fonctions d'excitation expérimentales (ligne Yrast obtenue par extrapolation des niveaux discrets, coefficients de normalisation f_1 = 0.27 uW et $f_2 \sim$ 16 uW).

La figure VI.4b (cas n° 2) correspond à la ligne Yrast calculée avec l'énergie de pairing δ_{GC} de Gilbert et Cameron et donc située à des énergies inférieures à celles des niveaux discrets connus ; les coefficients de normalisation γ correspondent aux largeurs Γ_γ mesurées par capture (n,γ), soit f_1 = 0.027 uW et f_2 = 1.6uW. Pour les figures VI.4c et 4d, les coefficients de normalisation γ utilisés étaient respectivement f_1=0.27 uW, f_2 = 16 uW, et f_1 = 0.27uW, f_2 = 945 uW.

Augmenter les largeurs d'émission γ et/ou augmenter les énergies Yrast revient à induire un plus grand étalement de la zone d'émission γ, non seulement en énergie d'excitation, mais aussi en moment angulaire, et ce, principalement au détriment de l'émission de neutrons.

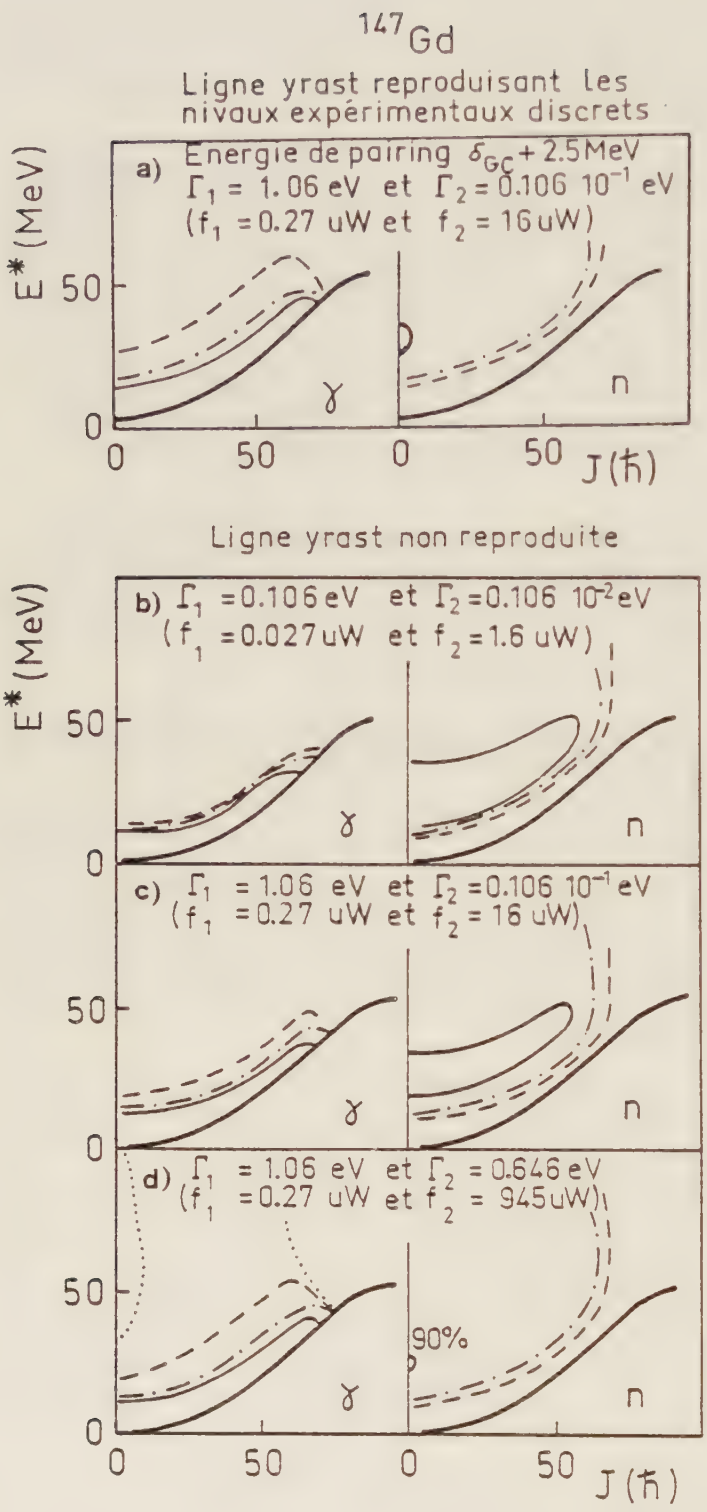


Fig. VI.4 : Plan (E*, J) du ^{147}Gd calculé à l'aide du programme GROGI :
- Influence de l'emplacement de la ligne Yrast (trait épais)
- et des valeurs des coefficients de normalisation γ, f_1 et f_2 sur la position des courbes d'isoprobabilités P d'émission de γ et de neutrons.

—— P = 90%
-·-· P = 50%
---- P = 10%

Fig. VI.4a : (cas n° 1) :

Ligne Yrast obtenue par extrapolation linéaire en J(J+1) des niveaux Yrast déduits (paramètre de déplacement $\Delta Y = \delta_{GC} + 2.5$ MeV).
$f_1 = 0.27$uW, $f_2 = 16$uW.

Fig. VI.4b, 4c et 4d :

Ligne Yrast ne reproduisant pas les niveaux Yrast discrets (énergie de pairing δ_{GC})
Fig. 4b : $f_1 = 0.027$ uW, $f_2 = 1.6$uW (cas n° 2)
4c : $f_1 = 0.27$ uW, $f_2 = 16$ uW
4d : $f_1 = 0.27$ uW, $f_2 = 945$uW

Ainsi, on observe sur la figure VI.5a (obtenue par une coupe, à J = 50 ħ, des figures VI.4a et VI.4b) que lorsque le noyau ^{147}Gd dispose d'un moment angulaire de J = 50 ħ, la probabilité qu'il a de se désexciter par γ est de 50 %,

- dans le cas n° 1, s'il est formé environ 13 MeV au-dessus de l'énergie Yrast.
- dans le cas n° 2, s'il est formé 8 MeV au-dessus de la ligne Yrast calculée (ce qui représente l'énergie de liaison S_n du neutron pour le ^{147}Gd) ;

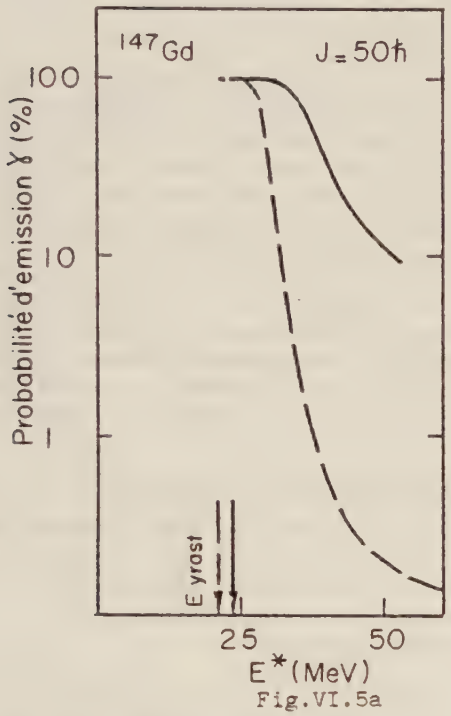


Fig.VI.5a

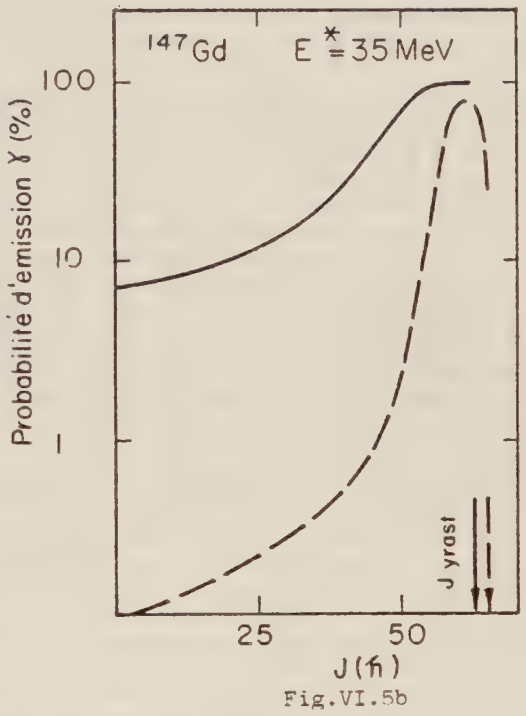


Fig.VI.5b

Fig. VI.5 : Influence de la position de la ligne Yrast et des coefficients de normalisation γ sur les valeurs de probabilités d'émission γ pour ^{147}Gd. Les courbes ont été obtenues par une coupe, à J=50ħ (figure VI.5a) ou E*=35 MeV (figure VI.5b) des figures VI.4 :
- Courbe en pointillés : coupe de la figure VI.4b (cas n° 2)
- Courbe en trait plein : coupe de la figure VI.4a (cas n° 1)

Passer du cas n° 2 au cas n° 1 revient donc à étaler la zone d'émission γ vers de plus hautes énergies d'excitation. Par voie de conséquence, cela entraîne une augmentation de l'énergie emportée par l'ensemble de la cascade γ (voir figure VI.5a). Ceci se traduit donc par une translation du maximum de chaque fonction d'excitation σ_{xn} calculée, vers des énergies d'excitation plus élevées. Ainsi, au niveau du seuil de fusion, la section efficace σ_{3n} augmentera notablement, et la fonction d'excitation σ_{2n} apparaîtra (comparaison des figures VI.3a et VI.2). On modifie donc, à une énergie d'excitation donnée, la répartition de chaque voie de sortie xn.

A titre d'illustration, prenons une population de noyaux ^{150}Gd formés initialement avec une énergie d'excitation de 70 MeV. Après émission de 3 neutrons statistiques qui emportent $\sum_{x=3}(S_n + \epsilon_n) \sim 35$ MeV), on disposera de noyaux ^{147}Gd dont l'énergie d'excitation est, typiquement, de 35 MeV (figure VI.5b). Si J = 10ħ, la probabilité qu'a le noyau ^{147}Gd d'émettre un γ est de 0.13 % dans le cas n° 2, mais, avec le jeu de paramètres du cas n° 1, P_γ = 7.8 %. Si J = 50 ħ, on passe de la même façon de P_γ = 1.0 % à P_γ = 80%. Cela illustre pourquoi la désexcitation d'un noyau sera d'autant plus influencée par une modification des paramètres étudiés qu'elle concernera un état de moment angulaire élevé, et donc une émission d'un plus faible nombre de neutrons.

3b - Influence des autres paramètres statistiques sur les valeurs de section efficace (Ar, 3n), (Ar, 4n) et (Ar, 5n)

Les coefficients de normalisation γ et la position de la ligne Yrast ont, nons venons de le voir, une forte influence sur les valeurs de section efficace d'émission de peu de neutrons, telle σ_{3n}. Puisque les valeurs des autres paramètres statistiques (paramètres de densité de niveaux "a", coefficients de transmission T_ℓ) ne sont pas connues à haute énergie et à haut moment angulaire, nous les avons fait varier dans des proportions jugées physiquement réalistes afin d'étudier leur influence sur des valeurs calculées σ_{xn}.

Ainsi, nous avons introduit une correction de couches plus accentuée que celle proposée par Gilbert et Cameron : pour chaque noyau (magique) ayant 82 neutrons, la valeur "a" calculée par Gilbert et Cameron, a été diminuée d'environ 5% (soit 0.8 MeV^{-1}). Le tableau VI.2b (page 119) permet de constater qu'on obtient alors un meilleur accord entre valeurs expérimentales et calculées de section efficace : il est, en effet, bien connu que les valeurs de sections efficaces se révèlent très sensibles aux modifications relatives des paramètres de densités de niveaux. Cependant, les variations relevées (augmentation d'un facteur 2 de σ_{3n}, diminution de 30% de σ_{4n} conduisant au noyau magique ^{146}Gd) n'auraient pas suffi à expliquer (sans l'introduction préliminaire d'une augmentation des coefficients de normalisation γ) le facteur 10 que l'on voulait initialement obtenir sur la valeur de σ_{3n}. C'est pourquoi, nous n'avons pas entrepris de calculs microscopiques de densité d'états numériques ni testé leur dépendance en fonction de l'énergie d'excitation (disparition de l'effet de couche) pour les paramètres de densités de niveaux (alors que d'autres auteurs ont introduit de tels raffinements dans leurs calculs CAR.79, DUF.81, BEN.82).

Remplacer, pour le calcul des coefficients de transmission T_ℓ correspondant à l'absorption de particules alpha, les valeurs des paramètres donnés par Satchler (SAT.65) par ceux proposés par Huizenga et Igo (HUI.61), n'a pas d'influence appréciable sur la répartition de chaque voie xn - nous l'avons vérifié. Il en est de même si, pour les calculs des T_ℓ se rattachant aux protons et aux particules alpha, on utilise la procédure proposée par Mac Mahan et Alexander (MAC.80).

3c - Influence de la distribution $\sigma_{FC}(\ell)$ dans la voie d'entrée

Le choix de la distribution initale de moment angulaire $\sigma_{FC}(\ell)$ disponible dans la voie d'entrée a une influence importante sur les sections efficaces correspondant à la désexcitation par émission de peu de neutrons : celles-ci sont d'autant plus élevées que le noyau de fusion est formé avec un moment angulaire ℓ élevé. Au vu du tableau VI.2b, on constate que, pour la réaction ^{40}Ar(155 MeV) + ^{110}Pd (où la section efficace de fission est encore négligeable), une incertitude de 20% sur la section efficace intégrée σ_{FC} entraîne 60% de variation sur la valeur calculée de σ_{3n} (et 100% sur σ_{2n}). D'où l'importance fondamentale d'une bonne connaissance expérimentale de σ_{FC} pour les calculs statistiques, surtout quand il s'agit de reproduire l'émission d'un faible nombre de neutrons.

4 - COMPETITION γ-NEUTRON : CONFRONTATION EXPERIENCE-CALCUL POUR L'ENSEMBLE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans un premier temps, nous avons pu rendre compte, pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd, des sections efficaces (Ar,xn) : l'accord est correct pour x allant de 1 à 3 :

- en considérant l'ensemble des valeurs de paramètres de densités de niveaux et de coefficients de transmission défini initialement comme valeurs de référence,
- en utilisant une ligne Yrast qui reproduit les niveaux discrets connus des isotopes de gadolinium (pour cela on a introduit un paramètre de déplacement ΔY qui inclue l'énergie de pairing de référence δ_{GC} et un déplacement de 2.5 MeV vers des énergies plus élevées),
- et en renforçant l'émission γ (avec f_1 = 0.27 uW, $f_2 \sim$ 16 uW) ;

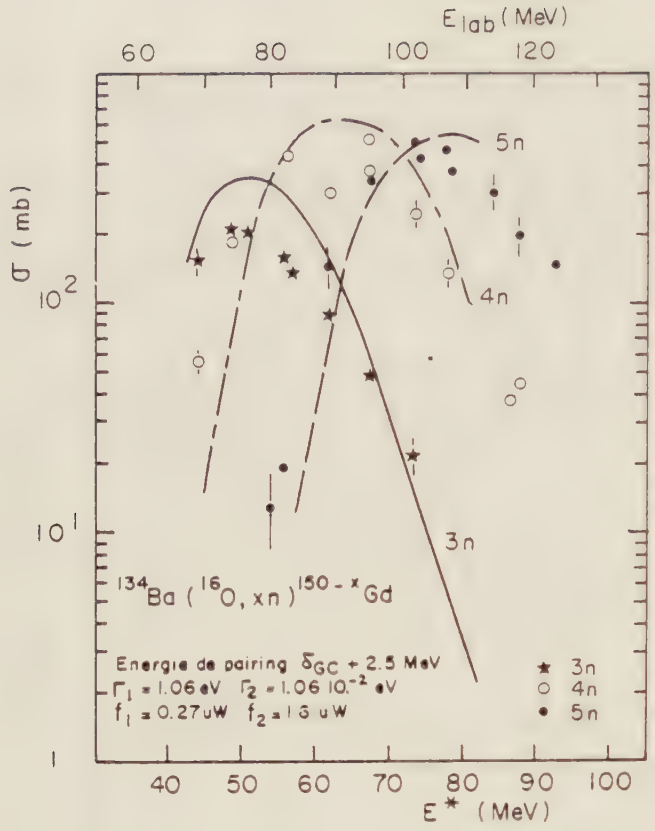
Il s'avère donc intéressant dans un deuxième temps d'analyser l'ensemble de la compétition γ-neutron. Avec l'ensemble de paramètres précédemment déterminé, ce calcul d'évaporation peut-il prédire les sections efficaces de production de noyaux résiduels dans cette région des terres rares déficientes en neutrons, et ce, quelle que soit la voie d'entrée ? S'il en était ainsi, l'influence du moment angulaire aurait été correctement paramétrisée. Et l'émission de 1 ou 2 neutrons, que nous avons mise en évidence expérimentalement, et qui, comme nous l'avons précédemment montré dans ce mémoire, se révèle être un processus de désexcitation

Système	Energie		Voie d'entrée		Sections efficaces calculées (mb)								
	E_{lab} (MeV)	E* (MeV)	ΔR (fm)	σ_{CF} (mb)	2n	3n	4n	5n	6n	Σxn	Σpxn	Σαxn	F
$^{16}O + ^{134}Ba$	70	44.5	0.12	316	51	239	16	-	-	307	7.4	1.6	*
	76	50	"	556	26	343	161	-	-	531	20.5	3.6	*
	93	65		1031	0.6	85	620	189	0.2	895	117	14.5	*
	110	80		1169	-	3.3	114	539	179	835	285	40.5	*
$^{40}Ar + ^{110}Pd$	145	58.5	0.20	284	1.3	61	189	7.4	-	259	21	3	0.02
	155	66	0.15	468	0.56	53.8	271	83	0.16	408.5	50.0	6.9	0.32
	165	73	0.06	579	-	27.7	225	205	13	471	88	13.4	2.58
	175	80.5	0.06	748	-	18.3	182	269	71.5	540	137	27	35.9
	200	99	-	1000	-	-	5.2	86	182	272	252	55	356
$^{68}Zn + ^{82}Se$	230	54	0.12	127	2.1	50.6	66.2	0.08	-	119	6.6	1	-
	250	65	0.02	338	1.2	64	196	40	0.02	301	30	5	0.3
	275	79	-0.06	569	0.15	33	171	171	31.5	407	83	18	56.5
	300	92		791	-	0.8	22	127	120 (7n∿21)	270	139	31	330

TABLEAU VI.3

Noyau de fusion ^{150}Gd : sections efficaces calculées avec le programme GROGI.F.

- ligne Yrast reproduisant les niveaux discrets connus (obtenue en utilisant un paramètre de déplacement $\Delta Y = \delta_{GC} + 2.5$ MeV).
- coefficients de normalisation γ : $f_1 = 0.27$ uW, $f_2 = 16$ uW
- paramètres de fission : $a_f/a_n = 1.04$ $\quad Bf = Bf_{RLDM} \times 0.6$ (voir § VI.B).
- pour la signification du paramètre ΔR, voir paragraphe A.2d.



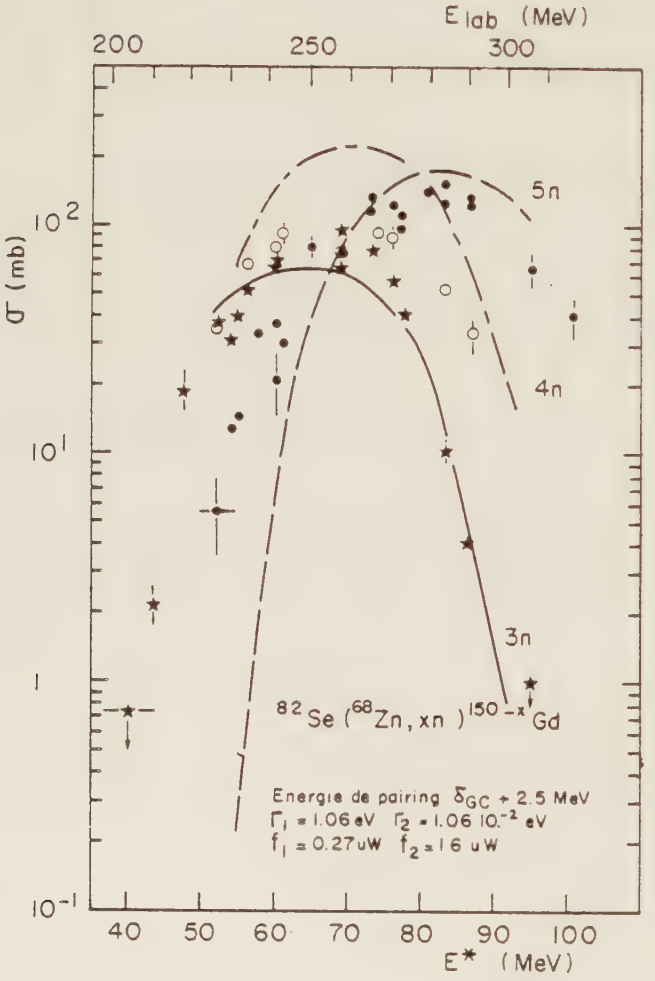


Fig. VI.6 : Comparaison des fonctions d'excitation expérimentales (IL, xn) avec celles calculées à l'aide du programme statistique GROGI-F.
- Mêmes valeurs de paramètres que pour l'obtention de la figure VI.2.
- Origine des points expérimentaux.
  système O + Ba [DELL.77]
  système Zn+ Se [ce travail]

statistique pour de tels noyaux de terres rares, devrait être alors prédite par ces calculs.

Par ailleurs, il est intéressant de voir si l'on peut reproduire d'autres données expérimentales - comme la position de la ligne d'entrée γ, ou l'énergie moyenne emportée par gamma ou par neutron.

4a - Fonctions d'excitation (IL_{i},xn)

a1. Noyau de fusion ^{150}Gd formé par trois voies d'entrée différentes ^{16}O, ^{40}Ar, ^{68}Zn : émission de 3, 4 et 5 neutrons.

Sur la figure VI.2 ont été reportées les fonctions d'excitation calculées pour le système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^{*}$. A partir d'une énergie d'excitation ∿ 75 MeV, le calcul tient compte de la désexcitation par fission qui devient une voie de sortie compétitive ; pour cela, on utilise un couple de paramètres de fission (a_f/a_n = 1.04 et $B_f/B_{f_{RLDM}}$ = 0.6), qui, nous le verrons dans la dernière partie de ce chapitre, permet de reproduire la section efficace de fission.

Nous présentons dans le tableau VI.3, et sur les figures VI.6a et VI.6b respectivement pour les systèmes $^{16}O + ^{134}Ba$ et $^{68}Zn + ^{82}Se$, les valeurs de sections efficaces σ_{3n}, σ_{4n}, σ_{5n} calculées avec les mêmes valeurs de paramètres que celles utilisées pour le calcul de $^{40}Ar + ^{110}Pd$ (reporté sur la figure VI.2 de la page 120).

Dans le cas du système $^{16}O + ^{134}Ba$ - pour lequel la désexcitation par fission n'intervient pas aux énergies considérées ici - l'accord est bon, aussi bien pour les valeurs absolues de sections efficaces, que pour les seuils et les largeurs des fonctions d'excitation. Pour mémoire, rappelons qu'il en était loin d'être de même avec le programme ALICE (DELL.77) qui ne tient pas explicitement compte des émissions gamma.

Dans le cas du système $^{68}Zn + ^{82}Se$, l'allure générale des fonctions d'excitation expérimentales est retrouvée. Pour (^{68}Zn, 3n) l'accord est bon. Cependant, le seuil de σ_{5n} est décalé de 5 MeV vers les hautes énergies. Par ailleurs, on relève que le calcul surestime d'un facteur voisin de 2 les sections efficaces de production du noyau "doublement magique" ^{146}Gd (sections efficaces qui n'étaient déjà pas très bien reproduites dans le cas du système $^{40}Ar + ^{110}Pd$). Une interprétation possible consiste à mettre en cause la façon dont on tient compte des corrections d'effets de couches (voir paragraphe 3b de ce chapitre).

Cependant, la désexcitation des noyaux ^{150}Gd formés par trois voies d'entrée de symétrie très différente est reproduite de façon assez satisfaisante avec un même jeu de paramètres.

a2. Emission d'un faible nombre de neutrons (1, 2 ou 3).

a2.1-Noyau de fusion ^{152}Dy formé par $^{65}Cu + ^{87}Rb$

Avec le jeu de coefficients de normalisation γ (f_1 = 0.27 uW et f_2 = 16 uW) déterminé précédemment pour le noyau de fusion ^{150}Gd, le calcul statistique peut-il prévoir les sections efficaces σ_{xn} dans le cas d'un noyau de fusion proche, ^{152}Dy, dans la mesure où la ligne Yrast de chaque isotope de Dy est correctement positionnée ?

Dans le cas du ^{150}Dy, il faut translater la ligne Yrast calculée d'environ 1.7 MeV vers des énergies d'excitation plus élevées (donc considérer un paramètre de déplacement ΔY égal à l'énergie de pairing δ_{GC} augmentée de 1.7 MeV) pour reproduire l'énergie des niveaux discrets expérimentaux. On a supposé qu'il en était de même pour les isotopes voisins.

Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau VI.4. Nous avons limité nos calculs à une seule valeur d'énergie incidente (E_{lab} = 240 MeV pour laquelle la désexcitation par fission n'intervient pas). En effet, la valeur de section efficace de fusion complète σ_{FC} n'a

Sections efficaces dans la voie d'entrée		Sections efficaces calculées (mb)							
ΔR (fm)	σ_{FC} (mb)	1n	2n	3n	4n	5n	xn	pxn	αxn
0.06	215	0.09	14.6	99	61	-	175	26.4	12.2
0.01	170	0.04	8.3	74	57	-	139	24	8.7
		Sections efficaces mesurées (mb)							
		2 ± 1	20 ± 5	45 ± 10					

TABLEAU VI.4

Réaction ^{65}Cu(240 MeV) + ^{87}Rb : sections efficaces de production de résidus d'évaporation calculées pour deux valeurs différentes de section efficace σ_{FC} (voir texte et tableau VI.1 pour la signification du paramètre ΔR).
Pour chacun des deux calculs, on a utilisé les mêmes valeurs de coefficients de normalisation (f_1 = 0.27 uW, f_2 = 16 uW), et ΔY = énergie de pairing δ_{GC} + 1.7 MeV comme paramètre de déplacement de la ligne Yrast.

pu être atteinte expérimentalement pour ce système, puisque seules σ_{1n}, σ_{2n} et σ_{3n+p2n} (proches de σ_{3n} puisque les voies pxn sont peu probables) ont pu être mesurées ; pour la cohérence du calcul, le choix des distributions de moment angulaire a été alors fait en se basant sur les valeurs de sections efficaces mesurées expérimentalement, au niveau de la barrière de fusion, pour le système ^{68}Zn + ^{82}Se (voir tableau VI.1, page 117) : σ_{FC} = 215mb semble être une valeur acceptable, mais une valeur telle 170 mb n'est pas à exclure. Dans ces conditions, à priori pourtant peu favorables, on constate (voir tableau VI.4) que les ordres de grandeur des sections efficaces sont reproduites - ce qui (nous l'avons vérifié) aurait été loin d'être le cas si l'on avait utilisé les largeurs d'émission γ mesurées par réaction (n,γ).

Nous n'avons pas cherché à raffiner les calculs. Mais il est probable que des variations dans les lignes Yrast des noyaux (et éventuellement dans les effets de couche) entrainent des changements dans les densités de niveaux qui peuvent alors différer plus que prévu dans des noyaux finaux comme ^{151}Dy et ^{149}Dy (N=83) et avoir un effet significatif sur les probabilités de décroissance relative.

a2.2 - Noyau de fusion ^{156}Yb formé par ^{63}Cu + ^{93}Nb

L'énergie de pairing δ_{GC} estimée par Gilbert et Cameron permet, dans le cas de ^{156}Yb, de reproduire correctement, à moins de 1 MeV près, les niveaux discrets qui, pour cet isotope, sont connus jusqu'à 25 ħ. On a supposé qu'il en était de même pour les isotopes d'Ytterbium plus légers. Dans ces conditions, nous avons montré dans un travail antérieur (voir publication mise en Annexe 3) que prendre des largeurs d'émission Γ_γ dix fois plus élevées que celles mesurées par (n,γ) - soit $f_1 \sim 0.3$ uW et $f_2 \sim 16$ uW - permet également pour ce système de reproduire, non seulement la fonction d'excitation (Cu, 1n) mais aussi celles correspondant à plusieurs nucléons, telles (Cu, 2pn) et (Cu, 2p2n).

A cette étape de l'analyse, il semblerait donc que l'on puisse accorder un certain crédit à ces calculs, puisque, pour cette zone du tableau périodique, le même jeu de paramètres permet de prévoir un ordre de grandeur correct pour les sections efficaces - même quand il s'agit de σ_{2n}, particulièrement sensible aux valeurs des coefficients de normalisation γ.

Cet accord entre expérience et calcul résistera-t-il à l'introduction d'autres contraintes expérimentales ?

La prochaine étape va consister en une comparaison entre les données expérimentales variées dont on dispose (ligne d'entrée γ, énergies moyennes emportées par les photons statistiques et les neutrons...) et les valeurs trouvées par le programme GROGI - en utilisant toujours le jeu de paramètres déterminé précédemment.

4b - Position de la ligne d'entrée γ

Energie moyenne emportée par les photons statistiques et par les neutrons : réactions $^{40}Ar(158\ MeV) + ^{110}Pd$ et $^{65}Cu(237\ MeV) + ^{87}Rb$

b1. Schéma de désexcitation du noyau de fusion.

La position de la ligne d'entrée γ ainsi que les énergies et moments angulaires moyens associés à chaque voie de sortie xn, peuvent être calculées à l'aide du programme statistique GROGI. Mais la version GROGI-F dont nous disposions ne permettait pas d'extraire directement ces résultats. Nous avons donc été amenés à utiliser la version disponible au Niels Bohr Institute de Copenhague, version qui est maintenant disponible à PSI-Orsay, sur UNIVAC 1110. Cette version qui n'inclue pas la désexcitation par fission, présente néanmoins l'avantage d'avoir des sorties modifiées par rapport aux sorties habituelles de GROGI-F et donne directement accès aux informations que nous venons d'évoquer. On a pu ainsi tracer la figure VI.7 pour le système ^{65}Cu + ^{87}Rb à l'énergie E_{lab} = 240 MeV, proche de la valeur d'énergie

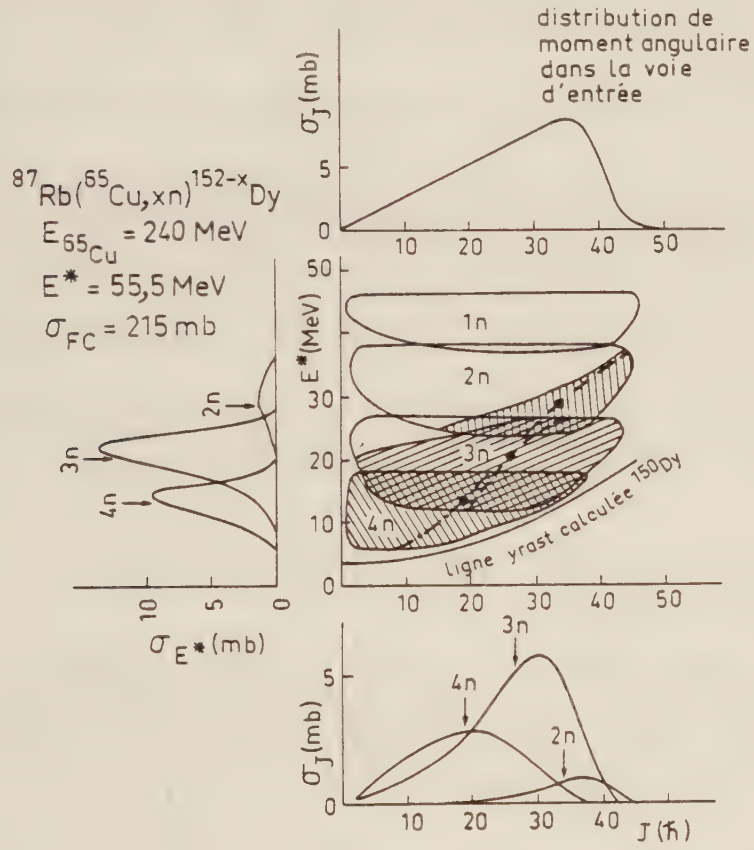


Fig. VI.7 : Résultats des calculs statistiques pour le système ^{65}Cu(240 MeV) + ^{87}Rb (voir texte).

(237 MeV) pour laquelle on a détecté les γ et les neutrons, ainsi que la figure II.1(page 25 du chapitre II) pour le système ^{40}Ar (155 MeV) + ^{110}Pd.

Ces figures schématisent le mode de décroissance d'un noyau de fusion par évaporations successives de neutrons et illustrent les quantités expérimentales que nous avons étudiées.

Ainsi, pour le système ^{65}Cu (240 MeV) + ^{87}Rb → $^{152}Dy^{*}$, la distribution initiale $\sigma_{Fc}(J)$ de section efficace en fonction du moment angulaire J est reportée sur la figure du haut. Elle a été calculée comme expliqué dans le § Bb4. Juste au-desssous, les courbes montrent les populations "initiales" qui suivent l'évaporation de 1 à 4 neutrons. A partir de l'évaporation du 2ème neutron, une partie de la population présente une probabilité supérieure à 30 % de se désexciter par émission γ (zone hachurée sur la figure) ; le reste de la population (zone laissée en blanc) continue de se désexciter préférentiellement par émission de neutrons. Il se passe le même phénomène après émission du 3ème et du 4ème neutrons .

b2. Position de la ligne d'entrée γ calculée.

Dans le programme (analytique) GROGI, le calcul de la position de la ligne d'entrée γ est réalisé par une option du code.

Tout d'abord, la population d'entrée γ est estimée à chaque étape de la désexcitation : elle est obtenue, pour chaque cascade du plan (E*, J) de l'isotope considéré, par le produit de la population initiale du noyau concerné par la probabilité Pγ qu'a ce noyau d'émettre un gamma. Le calcul n'est en fait effectué que si Pγ est supérieur à 30% : dans ces conditions, on peut en effet considérer comme négligeable l'émission ultérieure de neutron (on vérifie effectivement que l'intégration, sur E* et sur J, de la population d'entrée γ, conduit à une valeur de section efficace égale à celle obtenue, par le calcul complet GROGI, pour le noyau résiduel correspondant).

Sur la figure VI.7, l'ensemble des zones hachurées représente donc la population d'entrée γ pour laquelle Pγ > 30%.

Dans un deuxième temps, on détermine la position de la ligne d'entrée γ à chaque valeur d'énergie. On peut associer un moment angulaire J qui correspond à la valeur moyenne en J de la population d'entrée γ. L'ensemble des points obtenus à plusieurs énergies visualise la ligne d'entrée γ calculée, pour une voie de sortie déterminée (en pointillés sur la figure VI.7).

Si l'on considère l'ensemble des populations d'entrée γ, on détermine de la même façon la ligne d'entrée γ globale (figure VI.8).

Sur la figure VI.7, le schéma de gauche et le schéma inférieur représentent deux types de corrélations qui constituent en fait les projections sur l'axe d'énergie (figure de gauche) ou sur l'axe des moments angulaires (figure inférieure) de la population d'entrée γ, à chaque étape de la désexcitation.

Le centroïde en E* et en J (représenté, sur la figure VI.7, par une flèche) de chacune de ces distributions, trouve sa correspondance, dans le plan (E*,J) en un point de la ligne d'entrée γ (point centroïde).

Comparer les lignes d'entrées γ expérimentale et calculée revient donc à comparer les valeurs des centroïdes (E_γ, J_γ) représentant respectivement l'énergie et le moment angulaire moyens emportés par la cascade γ d'une voie de sortie déterminée. La comparaison des valeurs expérimentales et des valeurs calculées avec le meilleur ensemble de paramètres est exposée dans le tableau VI.5, et sur les figures VI.8a et b (trait plein) respectivement pour les systèmes ^{40}Ar (155 MeV) + ^{110}Pd et ^{65}Cu (240 MeV) + ^{87}Rb.

Les valeurs calculées des centroïdes en E_γ sont en bon accord avec les valeurs expérimentales (exception faite pour la réaction (^{40}Ar, 5n) pour laquelle - nous l'avons vu au § A.2 - la valeur expérimentale E_γ peut être surestimée). Par contre, les valeurs J_γ calculées ont tendance à être un peu sous-estimées (sur la figure VI.8a, c'est la représentation en J (J+1) qui fait apparaitre le désaccord comme relativement important). Cependant, l'allure générale de la position de la ligne d'entrée γ par rapport à la ligne Yrast, est reproduite.

Or la position de la ligne d'entrée γ dépend conjointement de la population de moment angulaire initialement disponible dans la voie d'entrée, et de la répartition dans le plan (E*,J) des valeurs de probabilité d'émission γ, Pγ ; cette répartition, nous l'avons constaté au vu de la figure VI.4 , est fonction des valeurs des coefficients f_1 et f_2 et de la position de la ligne Yrast.

Voie de sortie	Résultats expérimentaux		Résultats calculés			
	E_γ (MeV)	J_γ ($\hbar$)	E_γ (MeV)	J_γ ($\hbar$)	E_γ (MeV)	J_γ ($\hbar$)
	^{40}Ar(158 MeV) + ^{110}Pd		^{40}Ar(155 MeV) + ^{110}Pd			
			a)		b)	
3n			26.2	38.5	23	41.4
4n	26.0 ± 2.5	36.8 ± 3.8	22.7	30	21.6	35.7
5n	17.5 ± 1.0	27.0 ± 2.4	13.2	17.9	12.1	24
	^{65}Cu(237 MeV) + ^{87}Rb		^{65}Cu(240 MeV) + ^{87}Rb			
			c)		d)	
2n	28.5 ± 2.8	36.5 ± 3.7	28.8	34	27.3	30.3
3n	20.5 ± 1.7	31.0 ± 1.7	20.5	26.6	20.2	24.3
4n	15.5 ± 1.1	22.0 ± 1.1	13.3	18.7	13.2	17.9

TABLEAU VI.5

Energie et moment angulaire évacués en moyenne par la cascade γ, pour une voie de sortie déterminée: comparaison des valeurs expérimentales et calculées (programme GROGI).
Système ^{40}Ar(155 MeV) + ^{110}Pd
a) f_1 = 0.27 uW, f_2 = 16 uW, ligne Yrast reproduisant les niveaux Yrast discrets ($\Delta Y = \delta_{GC}$ + 2.5 MeV): meilleur jeu de paramètres ;
b) influence des valeurs des coefficients de normalisation γ et de la position de la ligne Yrast : f_1 = 0.027 uW, f_2 = 1.6 uW, ligne Yrast non adaptée (δ_{GC}).
Système ^{65}Cu(240 MeV) + ^{87}Rb
c) f_1 = 0.27 uW, f_2 = 16 uW, ligne Yrast reproduisant les niveaux Yrast discrets ($\Delta Y = \delta_{GC}$ + 1.7 MeV), σ_{FC} = 215 mb : meilleur jeu de paramètres ;
d) influence de la distribution de section efficace σ_{FC} disponible dans la voie d'entrée : mêmes paramètres mais σ_{FC} = 172 mb.

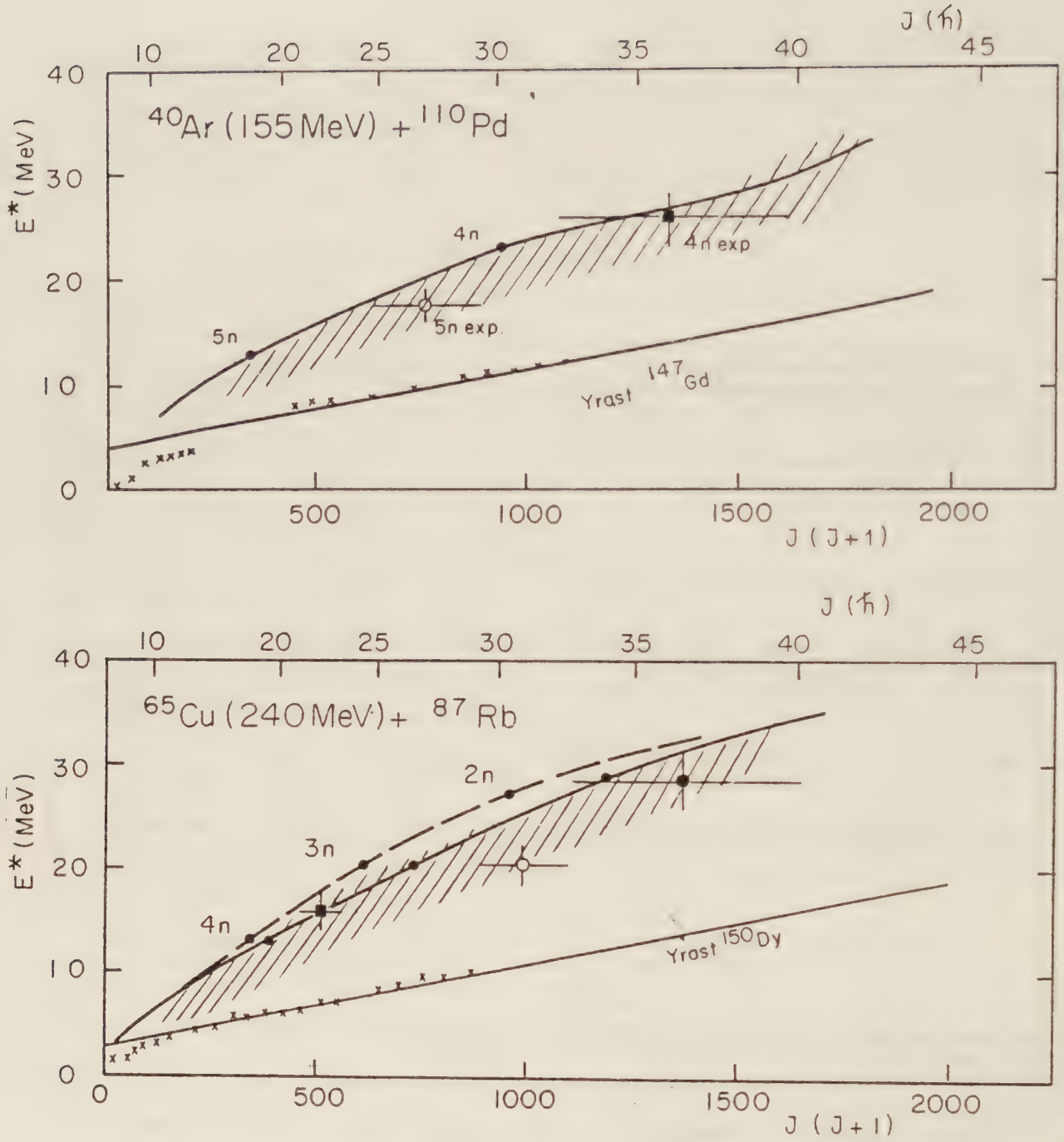


Fig. VI.8 : Comparaison de la ligne d'entrée γ globale mesurée expérimentalement (zone hachurée) avec celle calculée à l'aide du programme GROGI-F. Sont également reportés sur la figure les points correspondant aux valeurs expérimentales (points blancs) ou calculées (points noirs) des centroïdes en (E_γ , J_γ) des voies de sortie identifiées.

Fig. VI.8a : Système ^{40}Ar(155 MeV) + ^{110}Pd. - mêmes valeurs de paramètres que pour l'obtention de la figure VI.2 et du tableau VI.5a.

Fig. VI.8b : Système ^{65}Cu(240 MeV) + ^{87}Rb.
- Ligne en trait plein : mêmes valeurs de paramètres que pour l'obtention du tableau VI.5 c
- Ligne en tirets : mêmes valeurs de paramètres que pour l'obtention du tableau VI.5d.

. Nous avons étudié l'influence des paramètres coefficients de normalisation-ligne Yrast, sur la position de la ligne d'entrée γ pour le système ^{40}Ar (155 MeV) + ^{110}Pd. Les résultats sont reportés, pour le centroïde des voies de sortie concernées, dans le tableau VI.5. Passer des valeurs de largeurs Γ_γ correspondant à celles mesurées par capture (n,γ) la ligne Yrast étant calculée avec l'énergie de pairing δ_{GC}, à celles correspondant au meilleur ensemble de paramètres entraîne un déplacement de la ligne d'entrée γ vers la partie supérieure du plan (E*, J). Ce résultat était attendu puisque lié à l'étalement des probabilités d'émission γ dans le plan (E*,J) (voir figures VI.4 et 5a).

Pour une voie de sortie déterminée, l'influence de ces paramètres sur l'énergie et le moment angulaire moyens emportés par la cascade γ est de l'ordre de 10 à 20% - donc bien moindre que leur influence sur la section efficace du résidu d'évaporation correspondant (voir figures VI.2 et VI.3a).

Soulignons enfin que, dans la littérature, la seule comparaison expérience-calcul disponible est celle exposée par Folkmann et al. (FOL.81) : ces auteurs calculent pour le système ^{50}Ti + ^{110}Pd une ligne d'entrée γ qui se situe à des énergies d'excitation nettement trop faibles par rapport à la ligne d'entrée γ trouvée expérimentalement. Nous attribuons ce désaccord à une mauvaise adaptation des coefficients de normalisation γ dans la référence (FOL.81).

. A une énergie d'excitation donnée, la distribution de section efficace en fonction du moment angulaire J disponible dans la voie d'entrée joue un rôle non négligeable dans la position de la ligne d'entrée γ.

Pour étudier son influence, le programme GROGI a été utilisé, pour le système ^{65}Cu(240 MeV) + ^{87}Rb avec des valeurs habituelles de paramètres, mais pour une section efficace de fusion complète égale, tout d'abord à 215 mb, puis à 171 mb. Les lignes d'entrée γ correspondantes sont tracées sur la figure VI.8b montrant que, pour le système étudié, la distribution $\sigma_{FC}(J)$ de la voie d'entrée a une influence nette sur la position de la ligne d'entrée γ pour les valeurs de moments angulaires les plus élevés. Si, pour la même énergie incidente, la distribution de population $\sigma_{FC}(J)$ est plus large, la population d'entrée conduisant à la réaction (Cu,2n) sera plus étendue en J, et donc la position de la voie d'entrée est déplacée vers des valeurs de moment angulaire plus élevées.

Nous n'avons pas réalisé un calcul prenant en compte la perte d'énergie incidente lors de la traversée de la cible (qui, ici, est de 26 MeV), et par conséquent, celle du moment angulaire maximum qui varie beaucoup (de 0 à ∿ 42 ħ) - avec l'énergie incidente près de la barrière coulombienne. (On aurait dû, en toute rigueur, considérer la cible comme composée de 4 ou 5 tranches successives dans lesquelles le faisceau perd la même énergie, et réaliser plusieurs calculs, chacun correspondant à l'énergie qu'a le faisceau incident au centroïde de chacune de ces tranches). De tels raffinements n'auraient pas radicalement modifié les conclusions du calcul, mais auraient peut-être entraîné un glissement de la ligne d'entrée γ vers des moments angulaires plus élevés.

En conclusion, le meilleur jeu de paramètres conduit, pour le calcul statistique se rattachant sur deux systèmes étudiés, à une ligne d'entrée γ qui s'éloigne de la ligne Yrast quand les moments angulaires mis en jeu augmentent. En ce sens, on retrouve les résultats expérimentaux.

b3. Energie moyenne emportée par les photons statistiques et par les neutrons.

Le programme GROGI calcule, pour une réaction donnée, la section efficace intégrée correspondant à l'émission γ (dipolaire σ_1 et quadrupolaire σ_2) ainsi que (à l'aide de la formule de la moyenne) la valeur d'énergie moyenne ε_{γ_1}, ε_{γ_2} et ε_n des photons et neutrons émis. Mais pour la comparaison entre valeurs obtenues expérimentalement et valeurs calculées par GROGI, nous avons préféré traiter les spectres calculés de la même façon que ceux obtenus expérimentalement.

Ainsi, le nombre de transitions statistiques a été calculé en ne considérant que les transitions dipolaires de plus de 2MeV. Les températures nucléaires ont été extraites des spectres calculés en leur appliquant les formules utilisées lors du dépouillement de l'expérience $\varepsilon^3 \exp(-\frac{\varepsilon}{T})$ pour les γ . Pour les spectres de neutrons (de plus de 1.5 MeV) on a appliqué la relation $\varepsilon^{1/2} \exp(-\frac{\varepsilon}{T})$.

Le nombre des photons statistiques émis, n_{stat}, est obtenu en normalisant les sections efficaces intégrées par rapport à la section efficace de fusion complète :

$$n_{stat} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_{FC}} .$$

Les résultats, pour le système $^{40}Ar(155\ MeV) + ^{110}Pd$, sont reportés dans le tableau VI.6.

	$\bar{n}_{stat}$	$\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ (MeV)	$\bar{nb}\ n$	$\bar{\varepsilon}_n$ (MeV)
	$^{40}Ar(155\ MeV) + ^{110}Pd$			
Résultats expérimentaux	4.3 ± 1.2	2.3 ± 0.2	4.2	3.4 ± 0.2
Résultats calculés	∿ 3.1	2.7	3.5	2.25
	$^{65}Cu(240\ MeV) + ^{87}Rb$			
Résultats expérimentaux	2.0 ± 0.5	3.0 ± 0.3	-	3.5 ± 0.25
Résultats calculés	∿ 3.0	2.7	2.7	2.0

TABLEAU VI.6

Multiplicité et énergie moyenne emportée par les photons statistiques et par les neutrons : comparaison des valeurs expérimentales et des valeurs calculées en appliquant aux spectres extraits de GROGI les formules utilisées lors du dépouillement des résultats expérimentaux.

De la comparaison entre valeurs expérimentales et valeurs ainsi calculées, il ressort, que, pour le système $^{40}Ar(155\ MeV) + ^{110}Pd$, l'accord est bon, tant en ce qui concerne les nombres de photons statistiques (de plus de 2 MeV) émis, qu'en ce qui concerne leur énergie. Par contre, l'énergie cinétique moyenne emportée par neutron (sans discrimination de voie de sortie) est sous-estimée d'un facteur 50%. Cette valeur $\bar{\varepsilon}_n$ calculée ne dépend pas des valeurs de coefficients f_1 et f_2, ni de la distribution en moment angulaire dans la voie d'entrée. Avec le même jeu de paramètres, le désaccord est encore plus net pour le système $^{65}Cu + ^{87}Rb$.

Or, nos résultats de température nucléaire moyenne $T_n \sim 2.3$ MeV (correspondant à $\bar{\varepsilon}_n \sim 3.5$MeV) sont en bon accord avec ceux mesurés par Sarantites et al : T_n est de l'ordre de 2MeV aussi bien pour la réaction $^{16}O(152\ MeV) + ^{154}Sm$ (YOU.81) que pour la réaction $^{20}Ne(175MeV) + ^{150}Nd$ (WES.78) ; cependant, ces auteurs précisent"qu'il semble que la température décroisse quand le nombre de neutrons évaporés augmente" (WES.78) - ce qui est contraire à l'évolution que nous observons (figures III.12 et III.27).

b4. Evolution des énergies $\bar{\varepsilon}_n$ et $\bar{\varepsilon}_\gamma$ en fonction du moment angulaire.

L'évolution, en fonction de l'énergie γ totale E_γ - c'est-à-dire, en fonction du moment angulaire J - des énergies cinétiques moyennes emportées par neutron, $\bar{\varepsilon}_n$, a été mesurée expérimentalement (voir figure III.12 et III.27). Les valeurs $\bar{\varepsilon}_n$, autrement dit les valeurs de températures nucléaires T_n, diminuent fortement avec des valeurs croissantes de E_γ, donc de J. Cette évolution reflète le fait que, pour une réaction donnée (E* fixée), l'énergie d'excitation intrinsèque $E^* - E_{\gamma rast}(J)$ dont dispose le noyau est plus faible pour les moments angulaires J élevés. Il en est donc de même de la densité de niveaux (et donc de la température T_n) qui est celle du noyau après émission d'un nombre moyen de neutrons, pour une chaîne de désexcitation donnée.

La comparaison quantitative avec les résultats du programme GROGI n'est pas aisée : en effet, dans les résultats du calcul, on ne distingue pas à partir de quelle zone de moment angulaire J le neutron est émis ; autrement dit, GROGI ne permet pas de calculer la valeur $\bar{\varepsilon}_n$ d'un neutron associé à une chaîne de désexcitation xn déterminée. Pour contourner cette difficulté inhérente à un programme analytique, on a analysé la décroissance de deux populations de noyaux ^{150}Gd, formés d'une part avec 10ħ, d'autre part avec 50ħ : ces deux valeurs de J reflètent les valeurs extrêmes de la distribution en moment angulaire dans la voie d'entrée pour la réaction ^{40}Ar (158 MeV) + ^{110}Pd. Quand J passe de 10 à 50 ħ, le calcul montre que le nombre moyen de neutrons émis décroit de une unité, le nombre de photons statistiques augmente de 2 unités et l'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}_{\gamma stat}$ décroit de 10% - ce qui est en accord avec les mesures expérimentales (figures VI.2, III.8, et III.9).

Par contre, si expérimentalement, $\bar{\varepsilon}_n$ décroit de 30% environ (figure III.12), on constate que la diminution calculée est plus faible (de l'ordre de 2%).

Or, la valeur moyenne globale $\bar{\varepsilon}_n$ associée à cette réaction ^{40}Ar (158 MeV) + ^{110}Pd est sous-estimée par le calcul (voir paragraphe précédent et tableau VI.5). Le calcul sous-estime donc l'énergie cinétique des neutrons émis à partir du noyau initial formé avec peu de moment angulaire, et disposant donc d'une énergie d'excitation intrinsèque d'autant plus grande. Ceci pourrait être lié à une mauvaise reproduction des densités de niveaux à haute énergie d'excitation.

B - ANALYSE DE LA COMPETITION γ-NEUTRON -FISSION

Divers auteurs (BEC.78, PLA.80) ont précédemment analysé la fission des noyaux composés de masse moyenne ($97 < A < 176$ u)formés par des réactions induites avec des projectiles allant du ^{12}C à ^{40}Ar. Mais, à notre connaissance, il n'existait pas encore, pour de tels noyaux, des calculs analysant simultanément l'obtention de résidus individuels d'évaporation et l'obtention de fragments de fission.

Puisque notre but est une étude globale et cohérente de la compétition γ-neutron -fission, on a tenté de reproduire la fonction d'excitation de fission mesurée pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd en utilisant le jeu de paramètres statistiques déterminé précédemment (et qui permet de reproduire chaque fonction d'excitation (Ar, xn)x allant de 3 à 5. La fonction d'excitation σ_F a été analysée entre 165 et 200 MeV d'énergie incidente, domaine où n'apparaissent pas de phénomènes de fusion incomplète ni de fission rapide.

Un rappel concernant le calcul des probabilités de fission est présenté dans l'Annexe 1.

1 - REPRODUCTION DE LA FONCTION D'EXCITATION DE FISSION POUR LE SYSTEME ^{40}Ar + ^{110}Pd.

La probabilité de fission dépend principalement (voir Annexe 1) :

- de rapport a_f/a_n (où a_f représente le paramètre de densité de niveaux du noyau fissionnant à la déformation du point selle, et a_n celui du noyau après émission d'un neutron, à la déformation d'équilibre), puisqu'on utilise habituellement ce rapport pour paramétriser la densité d'état du noyau au point selle
- des barrières de fission $B_f(J)$.

Les valeurs de a_f (qui, dans le programme GROGI, sont considées comme indépendantes de l'énergie d'excitation) ne reposent sur aucune base expérimentale.

Certes, lors de calculs microscopiques, Bischop et al. [Bis.72] ont établi une relation qui lie le rapport a_f/a_n à la déformation du noyau ; ainsi, si le rapport ρ des rayons grand axe/petit axe est égal à 2, $a_f/a_n \sim 1.01$; si $\rho \sim 3$, $a_f/a_n \sim 1.03$. Par ailleurs, d'autres calculs microscopiques, réalisés par Carjan et al. conduisent, pour des isotopes de Pt, à une valeur a_f/a_n de 1.065 [CAR.77]. Ces calculs peuvent donner des indications pour les valeurs a_f, dans la zone $A \sim 150_u$: pour ces noyaux, plus légers, donc plus déformés dans la configuration du point selle, les valeurs a_f/a_n devraient être de l'ordre de 1.05 à 1.1 Dans tous les cas, les valeurs a_f/a_n sont plus grandes que l'unité : cela reflète le fait que le nombre de niveaux accessibles est plus grand, pour une énergie d'excitation donnée, pour la configuration du noyau au point selle que pour sa déformation à l'état fondamental [DELA.77b].

Les valeurs expérimentales de la barrière de fission pour J = 0, $B_{fJ=0}$, ont été mesurées pour les noyaux lourds et stables (NIX.69), mais ne sont pas connues pour les noyaux déficients en neutrons tels ^{150}Gd. La valeur $B_{fJ=0}$ et l'évolution de B_f en fonction de J sont calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante (RLDM = rotating liquid drop model) élaboré par Cohen, Plasil et Swiatecki (COH.74) (voir Annexe 2).

Dans les programmes de calcul, la valeur de la barrière de fission peut être ajustée à l'aide d'un facteur d'échelle : $B_f(J) = x_f \times B_{fRLDM}(J)$.(Notons qu'une autre procédure consisterait d'ailleurs à abaisser la barrière d'une valeur constante quelque soit J) (voir discussion).

Les valeurs a_f/a_n et $x_f = B_f/B_{f_{RLDM}}$ sont donc déterminées à partir de la reproduction des fonctions d'excitation de fission.

1a. Détermination du couple de paramètres a_f/a_n et $x_f = B_{f_{RLDM}}$

On a essayé de reproduire la partie ascendante de la fonction d'excitation de fission en ajustant les deux paramètres variables a_f/a_n et $x_f = B_f/B_{f_{RLDM}}$. Chronologiquement, nous avions commencé les calculs de fission en utilisant, pour calculer la ligne Yrast, l'énergie de pairing δ_{GC} (ce qui ne permettait pas de reproduire les premiers niveaux Yrast discrets), et, pour coefficients de normalisation γ, f_1 = 0.27 uW et f_2 = 945 uW. a_f/a_n et x_f étant fixés, cet ensemble de paramètres conduit (voir tableau VI.2 de la page 119) à la même fonction d'excitation σ_F que le meilleur jeu de paramètres déterminé précédemment (à savoir f_1 = 0.27 uW, f_2 = 16 uW avec une ligne Yrast calculée avec un paramètre de déplacement $\Delta Y = \delta_{GC}$ + 2.5 MeV).Les sections efficaces de fission σ_F ne sont donc que très peu sensibles aux paramètres coefficients de normalisation γ - position de la ligne Yrast, dans la mesure où ceux-ci permettent de reproduire les fonctions d'excitation σ_{xn} expérimentales. Dans ces conditions, il nous a semblé inutile de développer une seconde série de calculs, toujours longs et coûteux. L'ensemble des résultats de fission que nous allons présenter ont été obtenus avec les valeurs f_1 = 0.27 uW, f_2 = 945 uW, et, avec, comme paramètre de déplacement ΔY des énergies de rotation Yrast,la valeur δ_{GC}.

Prendre $a_f/a_n = 1.0$ et $x_f = 1.0$ conduit à des valeurs σ_F considérablement faibles par rapport aux valeurs expérimentales. Pour augmenter les valeurs σ_F calculées, nous suivrons une ligne directrice qui consistera à diminuer le paramètre x_f lié aux barrières de fission et/ou à augmenter le paramètre a_f/a_n lié à la densité de niveaux au point selle. Pour divers couples a_f/a_n et x_f, les sections efficaces obtenues, tant pour la fission que pour l'émission de particules - en particulier de neutrons - sont notées dans le tableau VI.7.

Pour mettre en évidence l'influence respective de ces deux paramètres de fission, on a considéré les effets sur le seuil et sur la pente de la partie croissante de la courbe de fission. Pour simplifier notre approche, nous avons considéré comme "seuil" la valeur d'énergie incidente correspondant à la section efficace calculée σ_F = 3 mb (la valeur expéri-

Paramètres de fission			Sections efficaces (mb)										Voie d'entrée
a_f/a_n	$B_f/B_{f_{RLDM}}$	E_{lab} (MeV)	σ_F	2n	3n	4n	5n	6n	7n	Σxn	Σpxn	$\Sigma\alpha$xn	σ_{FC}(mb)
			$\Im_f/\Im_n = 1$										
1.35	1.0	165	2.7	1.13	38	204	200	22.2	-	465	96.0	14	579
		175	113.9	0.42	19.6	133	236	80	0.5	470	140	24	748
		200	606.8	-	0.3	3.9	30.5	102.5	49.4	186.5	174	31	1000
1.04	0.6	165	2.95	1.1	38	204	200	22	-	465	96	14.5	579
		175	38	0.7	30	173	250	80	0.5	534	148	30	748
		200	353	0.01	1.6	16	94	165	53.5	330	260	56.5	1000
1.15	0.8	165	1.26	0.55	36.7	204	200	22	*	463	96	14.5	579
		175	36.6	0.6	29.4	173.6	251.7	80.4	-	535.7	147.2	27.8	748
		200	414	0.005	1.0	11.5	78	157	53	301	235	48	1000
1.15	0.9	165	0.22	1.15	38.4	206	200	22.2	-	468	96	14	579
		175	12.9	0.73	32.9	186.5	255	80.4	0.5	557	29	149	748
		200	347	0.09	1.5	16.1	101	172.5	54.0	346			1000
1.20	0.8	165	4.0	1.13	37.7	203.4	200	22.2	-	464	96	14.5	579
		175	83.7	0.5	23.5	149	242	80.2	0.5	495	143	25.6	748
		200	518.1	-	0.54	6.8	49.3	129	51.7	237	39	205	1000
1.20	0.9	165	0.7	1.14	38.3	205.3	200	22.2	-	467	95	14.5	579
		175	33.7	0.66	29.7	175	252	80.4	0.5	539	147	28	748
		200	432.4	-	0.9	10.4	72	154	53.5	291	230	46.5	1000
1.15	0.6	155	2.29	1.39	35	187.5	99.7	1.1	*	324.7	51	6.1	579
		165	34.8	1.0	33.3	186.4	194.3	22.1	*	437	93	13.7	748
		175	200.0	0.3	14	99	205	78	*	397	130	21	1000
1.28	0.8	155	0.36	1.4	35	189	100	1.1	*	326.8	51	6.2	579
		165	20.3	1.04	35	194	198	22	*	450	94.4	14	748
		175	203.0	0.27	12.7	95	207.6	79	*	395	128	20	1000
1.20	0.7	155	0.73	1.4	35	188	100	1.1	*	326	51	6.2	579
		165	21.0	1.04	35.1	194	197	22.2	*	449	94.3	14.1	748
		175	177.4	0.32	15	107	214	79.2	*	416	142	22	1000
			$\Im_f/\Im_n = 3$										
1.15	0.8	165	0.74	1.14	38.3	205	200	22	*	467	96	14.5	574
			$\Im_f/\Im_n = 1$ et voie d'entrée modifiée										
1.04	0.6	165	4.4	0.80	45.2	225	201	22	*	494.5	98	15.5	617
		175	55.1	0.25	32.4	183	251	80	*	547	149	29	784

Tableau VI.7 : Système $^{40}Ar + ^{110}Pd$: calculs avec le programme GROGI-F.
Influence sur les sections efficaces de fission (σ_F) et d'émission de particules :
- des paramètres a_f/a_n et B_f/B_{fRLDM}
- du rapport $\Im_f/\Im_n$
- de la section efficace σ_{FC} de la voie d'entrée.

Pour l'ensemble des calculs, on a utilisé la ligne Yrast obtenue en considérant l'énergie de pairing δ_{GC} et, comme coefficients de normalisation γ, $f_1 = 0.27$ uW et $f_2 = 945$ uW : on aboutit avec ce jeu de valeurs aux mêmes résultats qu'en utilisant une ligne Yrast reproduisant les niveaux Yrast discrets connus, et avec $f_1 = 0.27$ uW et $f_2 = 16$ uW (voir texte).
(* : σ non calculée).

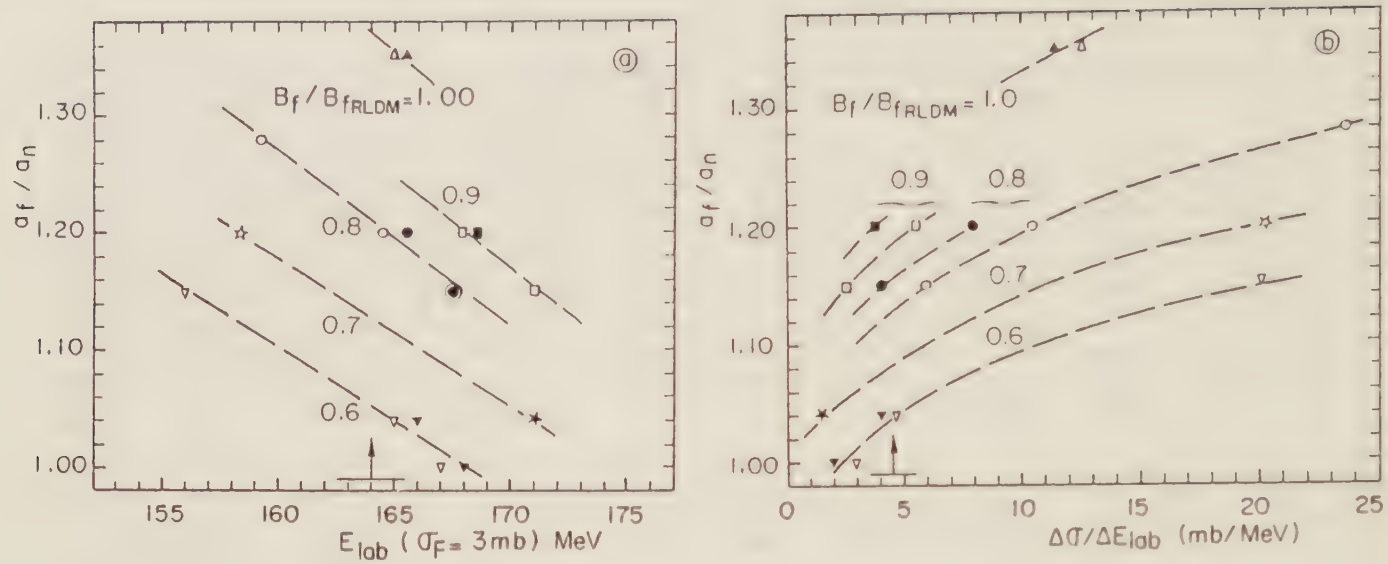


Fig. VI.9 : $^{110}Pd(^{40}Ar$, fission) :
"Seuils" de fission calculés (fig. VI.9a) et "pentes" de fonctions d'excitation calculées (fig. VI.9b) en fonction du rapport a_f / a_n pour différentes valeurs du facteur d'échelle $x_f = B_f / B_{f_{RLDM}}$ (voir texte).
- Caractères ouverts : $\Gamma f/\Gamma n = 1$
- Caractères noirs : $\Gamma f/\Gamma n = 3$
Les flèches indiquent les résultats expérimentaux.

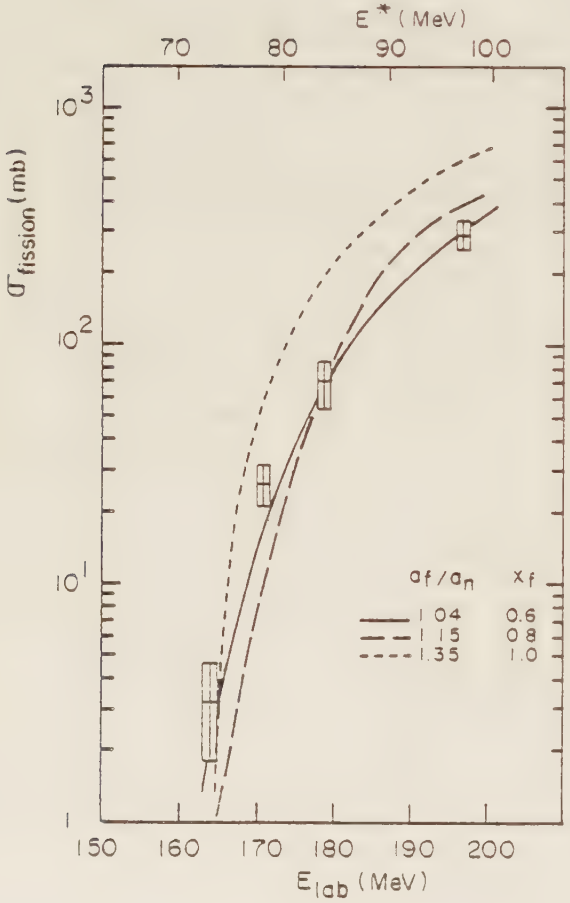


Fig. VI.10 : Sections efficaces de fission calculées par le programme GROGI-F pour différentes valeurs des paramètres a_f/a_n et $x_f = B_f/B_{f_{RLDM}}$.
Les rectangles figurent les valeurs expérimentales.

mentale correspondant à σ_F = 3 mb est 164 MeV). Cette valeur de 3 mb correspond au 1/100ième de la valeur maximum σ_F mesurée à 198 MeV, énergie bien inférieure à celle pour laquelle les phénomènes de fission rapide ne sont plus négligeables. Pour tester la courbure de la fonction d'excitation calculée, on a calculé sa pente $\Delta\sigma/\Delta E_{lab}$ sur un intervalle d'énergie incidente de 15 MeV, entre 164 et 179 MeV. L'influence des variations de a_f/a_n et de x_f sur le seuil E_{lab} (σ_F = 3 mb) (figure VI.9a) et sur la pente $\Delta\sigma/\Delta E_{lab}$ (figure VI.9b) a été calculée d'après la fonction d'excitation obtenue. Sur ces figures VI.9, les flèches indiquent les valeurs expérimentales du "seuil" et de la pente de la fonction d'excitation mesurée.

On constate au vu de la figure VI.9a que la position du "seuil" $E_{lab}(\sigma_F = 3mb)$ est plus sensible à la variation du paramètre a_f/a_n qu'à la variation de x_f. (Ainsi pour une valeur x_f donnée quelconque, l'énergie pour laquelle σ_F = 3 mb décroît de 10 MeV quand a_f/a_n passe de 1.10 à 1.25 (augmentation de 14%). Par contre, la même augmentation relative pour B_f (passant de 0.7 à 0.8) ne modifie la position du seuil que de 5 MeV . La figure VI.9b montre de même que la pente est plus sensible à une variation de a_f/a_n qu'à une variation de x_f (et ce, d'autant plus que x_f est faible). Pour reproduire les résultats expérimentaux, on ne peut pas définir plusieurs possibilités pour les valeurs de a_f/a_n et x_f : il y a convergence vers un jeu de paramètres a_f/a_n = 1.03 - 1.07 et $x_f \sim 0.6$. Avec le couple (1.04 - 0.6) la section efficace de fission calculée est reportée sur la figure VI.9, ainsi que les valeurs σ_F expérimentales. Sur tout le domaine 165-200 MeV, l'accord est bon.

Au vu de la figure VI.9, on peut penser que le couple 1.12-0.7 pourrait également permettre une reproduction correcte des données expérimentales. Mais, pour des valeurs de x_f supérieures à 0.7, une valeur unique de a_f/a_n ne peut pas être obtenue pour tenir compte à la fois des valeurs expérimentales du seuil et de la pente.

Pour illustrer la sensibilité des calculs, les courbes correspondant à deux autres couples de paramètres sont représentées sur la figure VI.10.

Remarque :

Le paramètre R_f couramment paramétrisé par le rapport $\mathcal{J}_f/\mathcal{J}_n$, n'intervient que sous la forme $R_f^{1/2}$ dans le calcul de la densité d'état au point selle. (voir formules A13 et A14 ainsi que les commentaires de l'Annexe 1).

Dans les calculs, on a pris le rapport $\mathcal{J}_f/\mathcal{J}_n$ égal à l'unité, suivant en cela de précédents travaux [BEC . 78 , DELA.77].

L'influence de ce paramètre a été étudiée en prenant une valeur constante et égale à 3. Les valeurs calculées de section efficace diminuent alors d'environ 20 à 40% selon l'énergie incidente. C'est en fait une assez faible variation pour de très grands changements de $\mathcal{J}_f/\mathcal{J}_n$.

Sur les figures VI.9a et VI.9b, la répartition des points noirs montre plus précisément l'influence de la variation de $\mathcal{J}_f/\mathcal{J}_n$ sur la détermination de a_f/a_n et x_f. Cela appelle deux remarques : l'effet sur le "seuil" est très faible, si tant est qu'il existe ; la pente décroît légèrement, en prenant $\mathcal{J}_f/\mathcal{J}_n$ = 3. Ceci correspond à l'abaissement attendu de la densité de niveaux dans la configuration du point selle (où l'énergie d'excitation du noyau est diminuée par rapport à celle disponible dans l'état fondamental - voir formule A12 de l'annexe 1). Mais nos conclusions précédentes ne sont pas modifiées par l'existence d'une région étroite où les valeurs des paramètres de fission sont localisées. Ces valeurs seront discutées en paragraphe B3.

1b. Influence des paramètres de fission sur les sections efficaces σ_{xn}

Le choix des paramètres de fission a une grande influence sur les valeurs de sections efficaces d'émission de neutrons, et plus particulièrement sur celles correspondant à l'émission d'un faible nombre de neutrons - puisque ces deux types de désexcitation sont associés aux valeurs élevées de moments angulaires. On le constate au vu du tableau VI.8, où sont

E_{lab} (MeV)			σ_F (mb)	σ_{3n} (mb)	σ_{4n} (mb)	σ_{5n} (mb)	σ_{4n}/σ_{3n}	σ_{5n}/σ_{4n}	$\sigma_{\Sigma xn}$ (mb)
175	Valeurs expérimentales		45 ± 5	20 ± 5	160 ± 20	210 ± 25	8	1.3	
	Valeurs calculées								
	a_f/a_n	$B_f/B_{f_{RLDM}}$							
	1.04	0.6	38	30	173	250	5.8	1.45	534
	1.15	0.8	36.6	29	174	252	6.0	1.45	536
	1.35	1	114	20	133	236	6.8	1.77	470
200	Valeurs expérimentales		290 ± 40	< 2.5	15 ± 3	105 ± 20	>6	7.0	
	Valeurs calculées								
	a_f/a_n	$B_f/B_{f_{RLDM}}$							
	1.04	0.6	353	1.6	16	94	10	5.9	330
	1.15	0.8	414	1.0	11.5	78	11.5	6.8	301
	1.35	1	607	0.27	3.9	30.5	14.4	7.8	186

TABLEAU VI.8

Système ^{40}Ar + ^{110}Pd. Influence des paramètres de fission a_f/a_n et $B_f/B_{f_{RLDM}}$ sur les sections efficaces d'émission de neutrons.

reportées les données pour une énergie (E_{lab} = 175 MeV) où la fission est relativement peu importante et pour E_{lab} = 200 MeV, où la section efficace de fission constitue environ 20% des modes de désexcitation. Pour chaque énergie, on peut comparer les valeurs expérimentales (interpolées) σ_F et σ_{xn} avec les valeurs calculées, d'une part pour un couple de paramètres a_f/a_n et x_f (1.04 - 0.6) qui conduit à une valeur calculée correcte de σ_F, d'autre part pour les couples (1.15 - 0.8) et (1.35 - 1.0) qui ne reproduisent pas la fonction d'excitation σ_F expérimentale.

On peut alors de demander s'il serait possible de déterminer les paramètres de fission en ne disposant que des fonctions d'excitation σ_{xn} de chaque résidu individuel d'évaporation - c'est-à-dire en absence de toute mesure de section efficace de fission. Ainsi, si l'on fait abstraction de ces valeurs σ_F, à 175 MeV, le choix entre les trois couples de paramètres est difficile, même au vu des rapports de sections efficaces $\sigma_{(x+1)n}/\sigma_{xn}$. Mais, à 200 MeV, la comparaison de chaque valeur σ_{xn} permet d'exclure le couple 1.35-1.

En conclusion, l'analyse des fonctions d'excitation de chaque résidu individuel d'évaporation conduit à exclure des couples de paramètres de fission tout à fait inadaptés. Cependant, on ne peut pas ainsi discriminer entre des paramètres qui reproduisent plus ou moins correctement la fonction d'excitation de fission (voir figure VI.10). C'est pourquoi pour le système ^{68}Zn + ^{82}Se, nous n'avons pas pu conclure, au vu de la figure VI.3 où sont reportées les fonctions d'excitation σ_{xn}, si le couple 1.04 - 0.6 utilisé dans ce cas conduisait à l'image exacte de la fonction d'excitation de fission (non mesurée expérimentalement).

1c - Fission de chances multiples

Comme Beckerman et Blann (BEC.78) l'ont déjà mis en évidence, le choix des paramètres de fission a une grande importance sur les contributions de la fission de chances multiples par rapport à la section efficace de fission totale, en particulier dans la région du seuil. Par

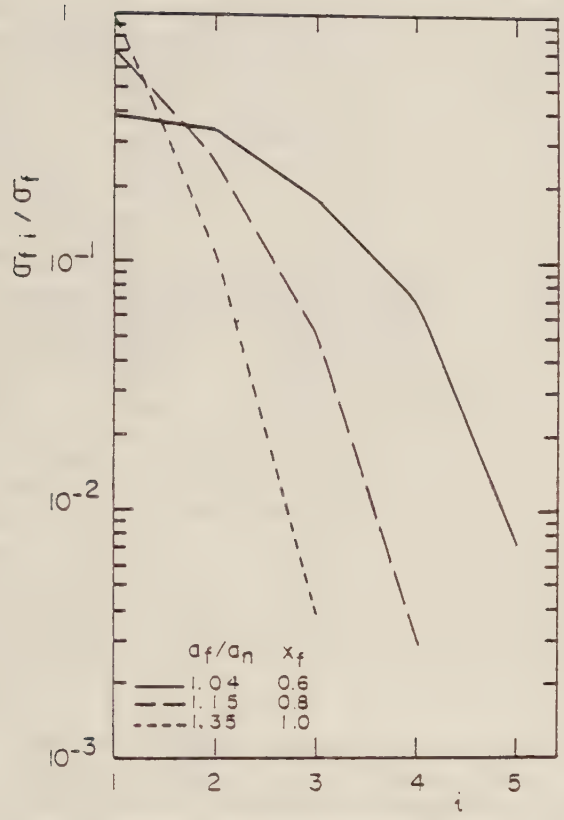


Fig. VI.11 : Réaction ^{40}Ar(165 MeV) + ^{110}Pd : Evolution de la probabilité de fission de chance multiple en fonctions de l'étape i considérée. Les calculs faits à l'aide du programme GROGI-F correspondent à trois couples de valeurs des paramètres a_f/a_n et $x_f = B_f/B_{fRLDM}$.

exemple, la figure VI.11 montre, juste au-dessus du seuil de fission (E_{lab} = 165 MeV) les variations de la fission de chances multiples (qui suit l'émission de 0 à 4 neutrons à partir du ^{150}Gd) et ce, pour 3 couples de paramètres. On peut remarquer que l'importance relative de la fission de chances multiples augmente quand a_f/a_n et B_f sont simultanément réduits. Pour l'ensemble de paramètres a_f/a_n = 1.04, x_f = 0.6, la fission de première chance est seulement de 40%. Alors un certain nombre d'isotopes sont impliqués dans la compétition de la fission. En conséquence, on ne peut atteindre, par la reproduction du seuil de fission, qu'une valeur moyenne du paramètre x_f lié à la barrière de fission de 3 ou 4 isotopes de Gd.

2 - PROBABILITE DE DECROISSANCE PAR FISSION DANS LE PLAN (E*,J) DU ^{150}Gd

La figure VI.12 montre les courbes d'iso-probabilité (10-50-90%) pour la décroissance par fission dans le plan (E*,J) du ^{150}Gd. La figure VI.12a correspond aux paramètres (1.04-0.6) assurant la meilleure reproduction de la fonction d'excitation de fission. Comme prévu, les fortes probabilités de fission sont localisées dans la zone de moments angulaires élevés ($J \gtrsim 60\ \hbar$), c'est-à-dire pour les valeurs faibles de barrière de fission $B_f(J)$. En conséquence, la fission ne devient un processus de désexcitation compétitif que si $E^* > 45$ MeV (et $J \gtrsim 60\ \hbar$). On comprend alors pourquoi les valeurs des coefficients de normalisation γ, ξ, n'ont que fort peu d'influence sur les sections efficaces de fission : dans le plan (E*,J) la zone où la probabilité d'émettre des γ est importante (tout au long de la ligne Yrast : voir figure VI.4) n'empiète que fort peu sur la zone où la fission est compétitive.

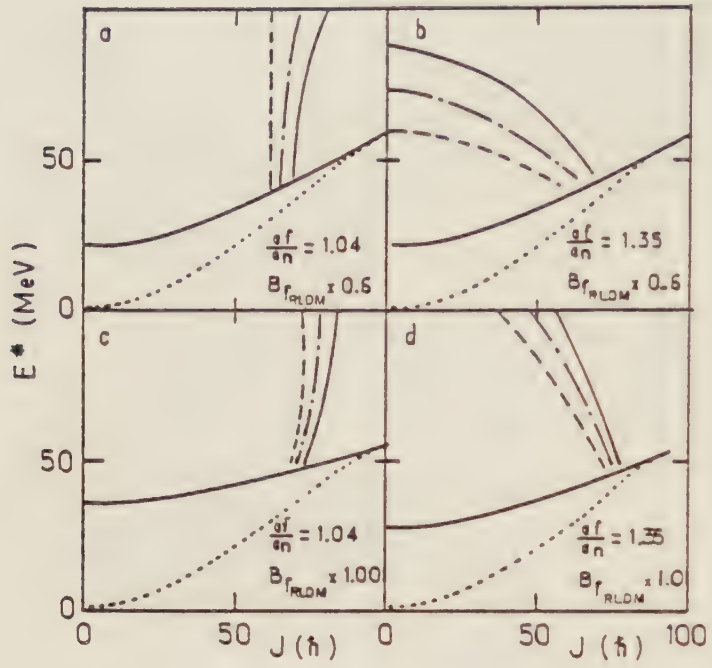


Fig. VI.12 : Plan (E*,J) de ^{150}Gd : Influence des paramètres de fission a_f/a_n et $B_f = x_f \times B_{f_{RLDM}}$ sur la position des courbes d'isoprobabilités P de fission.
——— P = 90%
-·-·- P = 50%
----- P = 10%
Le trait épais représente l'énergie du point selle, les petits pointillés (----) l'énergie Yrast.

Par contre, modifier les paramètres a_f/a_n et x_f a un grand retentissement sur les modes de désexcitation des noyaux formés à haut moment angulaire. Si on augmente les valeurs de a_f/a_n, la zone où la fission est le processus de désexcitation dominant devient plus étalée (fig.12.b), au détriment de la probabilité d'émission de neutrons. Et puisque aux plus hautes valeurs de moments angulaires sont associées les désexcitations par un faible nombre de neutrons, on comprend pourquoi les paramètres a_f/a_n et x_f influent relativement beaucoup sur les valeurs σ_{xn}, avec x petit (tableaux VI.7 et VI.8). Par ailleurs, augmenter a_f/a_n entrainera une augmentation de la fission de 1ère chance. Le même effet est obtenu, bien que moins important, en diminuant les valeurs de x_f (comparaison des valeurs des tableaux VI.7).

3 - DISCUSSION

Les principales conclusions qui ressortent de l'analyse que nous venons de faire pour le système ^{40}Ar + ^{110}Pd sont :

- il y a une solution unique pour le couple de paramètres a_f/a_n et $x_f = B_f/B_{f_{RLDM}}$ ($a_f/a_n \sim 1.04 - 1.12$; $x_f \sim 0.6 - 0.7$),
- la reproduction de la fonction d'excitation de fission est bonne dans le domaine d'énergie considéré,
- avec un tel ensemble de paramètres, la fission de première chance représente environ 40% des cas.

La même procédure d'analyse a été utilisée, ces dernières années, par divers auteurs : nous avons reporté dans le tableau VI.9 les résultats obtenus, pour des noyaux de fusion de masse A ~ 125-200u, principalement à l'aide du programme MBII (BEC.77a). Ainsi, si l'on compare nos résultats avec les calculs réalisés par Beckerman et Blann (BEC.78), par Plasil et al (PLA.80), pour des noyaux qui ont le même comportement vis-à-vis de la fission (^{151}Ho, ^{149}Tb, ^{151}Tb) à haut moment angulaire, on observe que la même valeur est obtenue pour le rapport a_f/a_n, légèrement supérieur à l'unité. On peut considérer, nous l'avons vu,

Tableau VI.9

Référence	Programme de calcul	cible et projectile	Noyau composé	Paramètre de fissilité	E^* (MeV)	af/an	$x_f = \frac{B_f}{B_{fRLDM}}$
BEC 77	MB II	$^{20}Ne + ^{107}Ag$	^{127}La	0.51	75-122	1.04	0.5
BEC 78	MB II	$^{40}Ar + ^{109}Ag$	^{149}Tb	0.57	71-94	1.00 à 1.04	0.5 à 0.65
ce travail	GROGI-F	$^{40}Ar + ^{110}Pd$	^{150}Gd	0.55	75-98	∿1.04	∿0.6
BEC 77	MB II	$^{35}Cl + ^{116}Sn$	^{151}Ho	0.59	63-74	1.02 ± 0.3	0.57± 0.06
PLA 80	MB II	$^{12}C + ^{141}Pr$	^{153}Tb	0.55	70-95	1.08	0.8
OER 80	MB II	$^{52}Cr + ^{110}Pd$	^{172}Yb	0.57	57-76	∿1.03	0.7 ± 0.1
BEC 77	MB II	$^{35}Cl + ^{141}Pr$	^{176}Os	0.66	49-61	1.00 à 1.10	$0.65^{+0.10}_{-0.05}$
DELA 77	GROGI-F	$^{12}C + ^{175}Yb$	^{186}Os	0.62			
		$+ ^{175}Lu$	^{187}Ir	0.63	70-120	∿1.1-1.2	∿0.8-0.9
		$+ ^{182}W$	^{194}Hg	0.66			
LEI 82	MB II	$^{19}F + ^{181}Ta$	^{200}Pb	0.67	45-80	∿1.0	∿0.8

Valeurs des paramètres de fission déduites de l'analyse des fonctions d'excitation de fission et de résidus totaux d'évaporation : synthèse des résultats obtenus par divers auteurs à l'aide de la même procédure que celle qui a été utiliséedans ce travail (voir texte).
Le domaine de moment angulaire testé est noté, pour un système donné, dans la référence correspondante.
Les valeurs du paramètre de fissibilité x (voir Annexe 2) sont calculées avec $x \sim \frac{1}{50} \frac{Z^2}{A}$.

que cette valeur est acceptable puisque proche de celle calculée par Bischop et al. [BIS.74] en tenant compte de la déformation du noyau. Par ailleurs, même si la valeur que nous avons déterminée pour le coefficient de barrière x_f, de l'ordre de 0.6, est plus proche de celle obtenue dans la référence (BEC.78) (0.57 - 0.60) que celle obtenue dans la référence (PLA.80) (0.83) - une réduction effective de la barrière de fission à haut moment angulaire par rapport aux prédictions de la goutte liquide tournante est dans tous les cas nécessaire.

Les paramètres a_f/a_n et x_f, déterminés par l'analyse de la fonction d'excitation σ_F devrait procurer une information sur les propriétés sous-jacentes des noyaux à grande énergie d'excitation et à moment angulaire élevé, donc très déformés, tant ce ce qui concerne les propriétés individuelles (structures à particules indépendantes) que les propriétés collectives. Mais le calcul de la fission est-il suffisamment raffiné pour qu'une telle démarche se justifie ?

3 a - Quels sont les effets que masque une réduction de la barrière de fission ?

Dans le noyau de fusion ^{150}Gd, le processus de fission apparaît pour les valeurs de moment angulaire supérieures à 52 ± 3 ħ (à partir d'une approximation par coupure franche). Alors, il est clair que les paramètres de fission (x_f et a_f/a_n) peuvent être seulement testés sur un domaine de moment angulaire supérieur à cette valeur, comme l'ont déjà noté Beckerman et Blann (BEC.78 et tableau VI.9). Dans notre cas, le résultat du calcul, considéré brutalement, estime que la barrière de fission prédite par le modèle de la goutte liquide devrait être abaissé de 30 à 40% pour les noyaux ayant un $J \gtrsim 52$ ħ. Puisque, à 52 ħ, la valeur de $Bf_{RLDM}(J)$ est de 20 MeV, la valeur de la barrière de fission devrait être diminuée de 6 à 8 MeV (voir figure VI.13).

Divers auteurs [DELA.82, BLA.82] ont déjà souligné qu'une telle réduction de barrière masque en fait divers effets, liés à la connaissance insuffisante de certaines variables du modèle. Les principaux raffinements à introduire concernent :

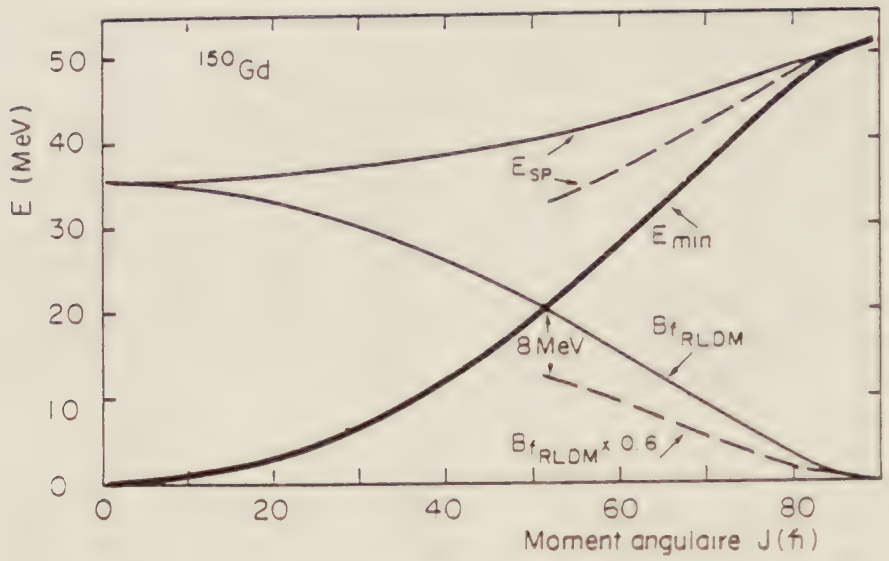


Fig. VI.13 : Modèle de la goutte liquide tournante (COH.74) :
Evolution de l'énergie en fonction du moment angulaire J,
pour le noyau ^{150}Gd :
E_{min} représente l'énergie Yrast (énergie de rotation minimum)
- sans énergie de pairing -
E_{sp} symbolise l'énergie au point selle
L'évolution de la barrière de fission est obtenue par différence : $B_f(J) = E_{sp}(J) - E_{min}(J)$

a1. Les barrières de fission elles-mêmes

Le modèle de la goutte liquide tournante (cft Annexe 2) suppose que les noyaux ont des surfaces abruptes.

Or, dans la configuration du point selle, où le noyau peut être représenté grossièrement par deux sphéroïdes, la portée finie (en anglais finite range, FR) des forces nucléaires attractives auraient tendance à diminuer l'énergie E_{selle}, et donc la valeur de la barrière de fission par rapport à la valeur $B_{f_{RLDM}}$ de référence [KRA.79] ; une telle correction, $\Delta Bf = B_{f_{RLDM}} - B_{f_{FR}}$ a été chiffrée par Krappe et al. (figure 12 de [KRA.79]).

Ils ont montré pourquoi ΔB_f diminue quand le paramètre de fissilité x, et/ou le paramètre de déformation y augmente : ainsi, pour les isotopes stables de Gd, la correction FR entrainerait, à J = 0, une diminution de 7 MeV par rapport à la référence $B_{f_{RLDM}}$. L'introduction de l'effet de couche dans le calcul de B_f ne devrait pas entraîner des modifications de plus de 1 MeV par rapport à la valeur $B_{f_{FR}}$ [KRA.79].

- Un calcul plus récent de Mustapha et al. [MUS.82] inclue, non seulement la correction due à l'effet de la portée finie des forces nucléaires (correction FR) mais aussi l'effet de la diffusivité de la surface nucléaire (qui modifie le moment d'inertie du système en rotation). La différence, par rapport aux valeurs $B_{f_{RLDM}}$ calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide est de l'ordre de quelques MeV.

a2. Les coefficients de transmission T_ℓ

Dans les réactions par ions lourds, les noyaux impliqués dans la désexcitation par émission de particules, et a fortiori, par fission, présentent, dans leur état fondamental, des formes déformées. Ceci peut modifier les distributions des coefficients de transmission par rapport à celles qui sont a priori attendues pour des noyaux sphériques, et donc peut modifier le taux de décroissance par fission, par rapport à l'émission de particules.

L'influence du numéro atomique Z (donc de la déformation) des noyaux de fusion sur l'allure du spectre d'évaporation de particules alpha - donc sur les valeurs T_ℓ correspondantes - vient d'être récemment mise en évidence expérimentalement par Alexander et al. [ALE.82]. De plus, pour un noyau de fusion donné, les variations de T_ℓ en fonction du moment angulaire (apporté dans la voie d'entrée) sont plus importantes que celles prévues si l'on s'appuie sur les valeurs de déformation calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante. [GUE.82].

a3. Les paramètres de densité de niveaux "a"

Dans le modèle habituel du gaz de Fermi, le paramètre de densité de niveaux "a" est supposé indépendant de l'énergie d'excitation E* et du moment angulaire du noyau J.

L'évolution des paramètres de densités de niveaux de particules indépendantes en fonction de E* et de la déformation (donc de J) a été prédite par le modèle présenté par Bischop et al. [BIS.74] ou, plus récemment, sous forme analytique, par celui de Schmidt et al. [SCH.82] (l'analyse de ces derniers reposent sur divers travaux antérieurs : [IGN.75], [CAR.79], [TOK.81]).

a4. Le formalisme de calcul de la densité de niveaux

Il faut se garder d'oublier les approximations introduites dans le formalisme utilisé dans les programmes statistiques d'évaporation ; Ainsi, la formulation de LANG (formule A6 de l'Annexe 1) est soutendue par une hypothèse implicite de symétrie sphérique (les effets collectifs n'y interviennent que lors du calcul des énergies Yrast et des barrières de fission ; voir Annexe 1).

Or, Bjornhölm, Bohr et Mottelson (BJO.73, BOH.75) ont montré que, dans le cas des noyaux déformés, la densité de niveaux est plus grande que celle des noyaux sphériques (à cause de la contribution des niveaux de rotation de faible énergie). La formule de Lang n'est donc pas correcte quand on considère des noyaux déformés. On peut supposer que, dans le cas d'émission de particules, cela n'induit pas d'effet sensible puisque les déformations nucléaires avant et après désexcitation sont voisines. Mais l'influence peut être grande quand on considère la fission, où l'on est amené à comparer deux déformations très différentes.

4b - Calcul des paramètres de fission pour les noyaux à grande énergie d'excitation et à moment angulaire élevé : améliorations actuellement introduites par certains auteurs.

L'introduction des effets collectifs dans la formulation des densités de niveaux (suivant les expressions proposées par Bjormholm et al., [BJO.74]) a permis d'expliquer les probabilités de fission des actinides à faible énergie d'excitation (GAV.76, DEL.78) ; c'est également le cas pour le noyau ^{203}Pb.

Cependant, comme le rappellent Delagrange (DELA.82) ou Reissdorf (REI.81), il est couramment admis, à cause du nombre relativement grand des paramètres utilisés dans le modèle statistique lui-même, qu'avant d'introduire les effets collectifs, le succès ou l'échec du modèle statistique basé sur un formalisme simplifié (c'est-à-dire sans prendre en considération les effets collectifs) de la densité de niveaux, devrait être étudié.

Dans leur très récente analyse, Blann et Komoto (BLA.82) ont considéré les paramètres de densité de niveaux "a" fonction de la déformation : les valeurs déterminées à partir de la prescription de Bischop, et en considérant les déformations de la goutte liquide tournante, constituent, dans la précédure utilisée par Blann et al., des valeurs optima. Dans ces conditions, l'introduction d'effets collectifs pour les calculs de densités de niveaux (formalisme de Bohr et Mottelson) n'entraîne qu'une très faible augmentation de la section efficace de fission σ_F, dans le cas de noyaux ^{97}Rh ou ^{176}Os (fig. 6 et 9 de la référence BLA.82).

Par contre, l'influence de l'introduction de coefficients de transmission dépendant de la déformation (prescription de Blann et al., en considérant la déformation calculée dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante - voir références citées dans BLA.82) est nette : pour le noyau ^{97}Rh, les sections efficaces σ_F diminuent d'environ 30% (figure 6 de la référence BLA.82).

Dans ces conditions (paramètres "a" et coefficients T_ℓ fonction de la déformation) Blann et al. montrent qu'il est encore nécessaire de diminuer de quelques MeV les valeurs de barrière $Bf_{RLDM}(J)$ calculées dans le cadre de la goutte liquide tournante : pour cela, ils peuvent :

- Soit diminuer les barrières $Bf_{RLDM}(J)$ d'une valeur constante, indépendante de J (procédure sans justification physique).

- Soit multiplier $Bf_{RLDM}(J)$ par un certain facteur x_f (c'est la procédure - tout aussi arbitraire - que nous avons utiliséedans notre analyse).

- Soit utiliser les valeurs corrigées en tenant compte de la portée finie des forces nucléaires (valeurs Bf_{FR}) (KRA.79).

Dans le cas du noyau ^{97}Rh, Blann et al. concluent que chacune de ces trois paramétrisations est capable de reproduire de façon satisfaisante les données expérimentales, bien que les valeurs extrapolées à J = 0 diffèrent notablement les unes des autres : et les auteurs soulignent "les dangers inhérents à l'extrapolation arbitraire de barrière" (à J=0). Et si les prédictions Bf_{FR} du modèle de Krappe et al. conduisent à un accord satisfaisant pour les noyaux de masse supérieure à ∿ 100u, on manque encore de données expérimentales pour résoudre l'ambiguïté qui subsiste pour les noyaux plus légers.

Quant aux récents calculs de masses nucléaires et de barrière de fusion de Mustapha et al. [MUS.82], ils n'ont pas encore été testés.

Par ailleurs, l'introduction d'une variation des paramètres "a" de densité de niveaux avec l'énergie d'excitation (formalisme de Schmidt et al.) - associée avec une disparition progressive des effets de couches - semble prometteuse pour l'introduction des résultats de fission de noyau de masse A ∿ 200u[BEN.82]. Des ambiguités subsistent dans l'analyse des résultats de fission [BLA.82, BEN.82]. Il faudrait d'une part élargir l'éventail des données expérimentales. Mais d'autre part, une analyse systématique globale des données devrait être développée ; elle conduirait probablement à des conclusions plus nettes.

De toutes façons, il subsiste encore des contradictions.

Ainsi, Swiatecki (SWI.80) a souligné le fait que les deux relations, exprimant respectivement la probabilité de décroissance par émission de particules et par fission, sont basées sur deux principes différents de thermodynamque statistique. Cet auteur présente la dérivation des deux types de probabilité de décroissance en utilisant la même formulation. Une adaptation systématique de ces nouvelles relations dans le calcul statistique est évidemment attendue mais pas encore commencée.

De plus, de récents résultats de Britt et Gavron (BRI.81) montrent que le nombre de neutrons émis avant la fission pour les systèmes $^{12}C+^{158}Gd$ et $^{20}Ne+^{150}Nd$ est, de façon significative, plus élevé que le résultat prédit par les calculs statistiques. Les désaccords laissent présumer un problème de fond dans le traitement actuel de la fission.

Pour terminer, nous reprendrons la récente conclusion de Britt et Gavron (BRI.81) :

"Etant donné les incertitudes et les ambiguïtés qui existent dans notre compréhension de la fission... il semble douteux que l'on puisse extraire des données expérimentales de fission des estimations significatives des quantités physiques importantes (telle par

exemple la barrière de fission). Cependant, il est probable que des expériences plus détaillées conduiraient à considérer sous un jour nouveau les propriétés macroscopiques des noyaux".

Ajoutons qu'une première approche pour une description plus réaliste de la fission (BEN.82, BLA.82) impose déjà une diminution du nombre d'approximations actuellement inclues dans les programmes - et conduit ainsi à une complexité plus grande de ces codes de calcul .

- CONCLUSION -

Un aspect nouveau et inattendu de la désexcitation nucléaire a été mis expérimentalement en évidence au cours de ce travail : un noyau de fusion, formé dans la région des terres rares par bombardement d'ions lourds, et disposant d'une énergie d'excitation d'une cinquantaine de MeV a une probabilité non négligeable de se désexciter complètement en n'émettant que deux ou même un seul neutron !

On a pu déterminer le mécanisme de réaction impliqué : pour cela, l'utilisation de différentes techniques - dont l'association originale d'un spectromètre gamma de grande efficacité avec des détecteurs de neutron - a permis d'obtenir des données expérimentales variées sur la compétition γ-neutrons. Celle-ci est en effet d'autant plus facile à étudier que le nombre de neutrons évaporés est faible ; d'où l'intérêt de choisir, dans la voie d'entrée, un système tel $^{65}Cu + ^{87}Rb$, proche de la symétrie : l'énergie d'excitation intrinsèque (énergie d'excitation moins énergie de rotation) dont dispose le noyau est alors limitée à cause de la distribution relativement large au moment angulaire incident.

De l'analyse des résultats, on a dégagé plusieurs caractéristiques qui toutes, convergent pour aboutir à la conclusion du caractère statistique de l'émission, par les noyaux de fusion étudiés, d'un très faible nombre de nucléons :

- Forme caractéristique ("en cloche") des fonctions d'excitation σ_{3n}, σ_{2n} et σ_{1n}.

- Valeur d'énergie totale emportée par rayonnement électromagnétique γ et nombre de transitions γ (multiplicité) d'autant plus élevées qu'elles sont associées à une émission d'un faible nombre de neutrons.

- Spectres d'énergie cinétique moyenne des neutrons ne comportant qu'une seule composante.

L'ensemble de ces critères constitue une évidence de la désexcitation d'un système équilibré du point de vue thermodynamique.

Notre travail a montré clairement que, pour un noyau disposant d'environ 50 MeV d'énergie d'excitation, la possibilité d'émission de 1 ou 2 neutrons, aussi bien que la section efficace relativement importante d'émission de 3 neutrons sont des aspects de la désexcitation directement liés au fait que la compétition γ est particulièrement forte pour les moments angulaires élevés.

En effet, la ligne d'entrée γ (qui visualise la zone du plan (E^*,J) à partir de laquelle les noyaux ne se désexcitent plus qu'en émettant des photons) n'est pas parallèle à la ligne Yrast : si la valeur d'énergie qui les sépare est de l'ordre de 7 MeV pour un moment angulaire $J \sim 25\ \hbar$, elle est au moins de 12 MeV quand $J \sim 38\ \hbar$. La majeure partie de cette énergie est évacuée par la cascade γ statistique.

Au cours de ce travail, nous avons par ailleurs procédé à l'acquisition de données expérimentales variées concernant un même noyau de fusion, le gadolinium 150, formé par diverses voies d'entrée. L'obtention d'un tel ensemble de résultats présente un intérêt qui n'est plus à souligner : divers auteurs (NEW.81, DELA.82) rappelaient encore récemment combien le fait qu'il n'existait pas de mesures expérimentales globales, concernant un noyau de fusion donné, était préjudiciable à la compréhension des mécanismes de réactions.

Nos mesures concernant la formation du noyau de fusion complètent utilement les mesures déjà obtenues par d'autres auteurs sur les sections efficaces de fusion dites "sous-barrière". Nous avons montré quelle est l'influence de la voie d'entrée quand le même noyau de fusion ^{150}Gd est formé : une nouvelle analyse des résultats de Della Negra (DELA.77) pour les systèmes $^{16}O + ^{134}Ba$, et $^{40}Ar + ^{110}Pd$ a complété l'analyse des valeurs de sections efficaces que nous avons obtenues pour le système $^{68}Zn + ^{82}Se$. On a confirmé que, même s'il s'agit du même noyau de fusion, le désaccord entre sections efficaces expérimentales et valeurs calculées avec un modèle de pénétrabilité de barrière à une dimension est d'autant plus grand que les deux noyaux lourds qui fusionnent ont des masses voisines. Le phénomène, en fait, est encore à ce jour mal compris ; mais il laisse présumer au voisinage du seuil de fusion, une importance plus grande que prévue des effets dynamiques au moment de la fusion de deux noyaux lourds de même masse.

Par ailleurs, un des intérêts de l'étude des réactions induites par ions lourds réside en une connaissance approfondie du modèle de désexcitation statistique. Les paramètres intervenant dans le calcul de désexcitation statistique sont nombreux ; leurs valeurs ne sont en général connues que pour des noyaux proches de la ligne de stabilité β, et formés à basse énergie d'excitation et bas spin. L'idéal serait de pouvoir dégager l'influence de chaque paramètre au vu de données expérimentales complètes. Dans le cas du système $^{40}Ar + ^{110}Pd \rightarrow ^{150}Gd^*$, nous disposions de bonnes conditions pour tester ses limites : les caractéristiques de la voie d'entrée ont été bien définies (mesures de section efficace de formation du noyau de fusion) ; quant aux renseignements expérimentaux variés concernant la désexcitation du ^{150}Gd (pour la voie d'entrée $^{40}Ar + ^{110}Pd$: nombre et énergie des transitions statistiques, position de la ligne d'entrée γ, énergie cinétique moyenne des neutrons, - complétés, pour deux autres voies d'entrée, des fonctions d'excitation σ_{xn}), ils ont aussi constitué autant de contraintes vis-à-vis du modèle statistique.

L'intérêt le plus important de ce travail réside dans le fait qu'il a permis de préciser la compétition γ-neutron, qui est un point faible des programmes statistiques d'évaporation. Nous voudrions insister sur le fait qu'il est indispensable, avant tout calcul statistique, de déterminer la position de la ligne Yrast des isotopes par extrapolation des niveaux γ discrets - dans la mesure où ceux-ci sont connus. Par ailleurs, depuis plusieurs années, divers auteurs avaient souligné qu'un renforcement de l'émission γ est nécessaire pour reproduire les fonctions d'excitation de 5 à 7 neutrons (GIL.73, HIL.79). Dans le travail présenté ici, la reproduction des sections efficaces d'émission de quelques nucléons seulement constitue une meilleure sonde pour chiffrer cette augmentation. Prendre en considération les largeurs Γ_γ mesurées par capture (n, γ) sur les noyaux stables relativement lourds tels $^{155-157}Gd$ (correspondant à des coefficients de normalisation χ_γ pour les transitions dipolaires et quadrupolaires respectivement égales à 0.027 unité Weisskopf et 1.6 uW) revient à sous estimer d'un facteur ∿ 10 la section efficace (^{40}Ar, 3n). Pour reproduire l'ensemble des sections efficaces σ_{3n}, σ_{4n}, σ_{5n}, il convient d'augmenter les coefficients de normalisation γ, en prenant $f_1 \sim 0.3$ uW.

Certes, dans la comparaison expérience-calcul, des points faibles sont apparus : l'énergie cinétique moyenne emportée par les neutrons est sous-estimée par le calcul ; la fonction d'excitation de fission n'est reproduite que grâce à une diminution substantielle de la barrière de fission : ce résultat, comparable à celui trouvé par d'autres auteurs, est difficilement compréhensible d'un point de vue physique ; il peut n'être qu'une simple paramétrisation. Les désaccords entre expérience et théorie conduisent à penser que le formalisme utilisé n'est pas correct pour les hautes énergies d'excitation et pour les moments angulaires très élevés ($J > 55\ \hbar$), et qu'il doit alors être amélioré.

Cependant, pour la désexcitation par émission de particules, l'influence des divers paramètres statistiques est nettement moins importante que celle des coefficients de normalisation γ. Dans les conditions ainsi définies, les sections efficaces σ_{3n}, σ_{4n}, σ_{5n} de désexcitation du noyau de fusion ^{150}Gd sont reproduites pour des voies d'entrée aussi variées que O + Ba, Ar + Pd, Zn + Se. De plus, le programme statistique permet alors de prévoir, et cela est nouveau, l'ordre de grandeur des sections efficaces d'émission de 1 ou 2 neutrons, pour la zone de noyaux dont le nombre de neutrons est voisin de N = 82.
On peut alors, à l'aide d'un seul jeu de paramètres, reproduire l'ensemble des données

concernant la compétition γ-neutron : fonctions d'excitation σ_{xn}, nombre et énergie des photons statistiques émis, position de la ligne d'entrée γ qui s'éloigne d'autant plus de la ligne Yrast que le moment angulaire J est élevé.

Malgré l'ambiguité qui existe dans le calcul GROGI (qui traite toutes les émissions γ comme des transitions statistiques, quelle que soit la valeur du coefficient de normalisation γ) prendre $f_1 \sim 0.3$ uW et f_2 légèrement supérieur à 1 uW nous semble réaliste physiquement : on peut supposer que, lorsque la densité de niveaux augmente - quand l'énergie d'excitation croît - le facteur d'accélération des transitions dipolaires peut être proche de 1 uW.

Ce renforcement de la compétition γ pour les valeurs élevées de moment angulaire pourrait trouver une autre explication microscopique dans les travaux de Deleplanque et al. [DEL.79] : ces auteurs ont montré que des transitions essentiellement quadrupolaires, d'énergie ∿ 1.3 MeV, apparaissent pour des spins supérieurs à 35 ħ dans les noyaux proches de la couche fermée N = 82. De très récentes expériences (KRO.82) viennent de préciser la nature collective de ces transitions, et leur accélération (∿ 140 uW).

Par ailleurs, pour Ahmad et al. [AHM.81], une explication du phénomène que nous avons mis en évidence (la désexcitation par émission de 1 neutron) pourrait être la contribution, dans le processus de désexcitation, de résonances géantes dipolaires construites sur des états excités. De notre point de vue, cette interprétation est peu plausible dans la mesure où de telles résonances ont les mêmes caractéristiques que celles construites sur les états non excités : leur intensité est bien trop faible [NEW.81, GAR.82].

Il serait cependant intéressant de pouvoir préciser si ces structures collectives et/ou ces résonances géantes dipolaires correspondent simultanément à des valeurs d'énergie d'excitation élevées et à des moments angulaires élevés - auquel cas il ne serait pas alors exclu qu'elles puissent contribuer à l'augmentation de la compétition γ.

- ANNEXE 1 -

- 1 -

THEORIE STATISTIQUE : PROBABILITE D'EMISSION DE PARTICULES
PROBABILITE DE DESEXCITATION PAR FISSION

1-La probabilité d'émission d'une particule ν (d'énergie ε_ν, de spin intrinsèque s, et qui emporte un moment orbital ℓ), à partir d'un noyau U d'énergie d'excitation E, de spin J, pour aboutir au noyau résiduel d'énergie d'excitation E_f, ayant pour spin J_f, est donnée par l'expression de Hauser et Feshbach :

$$P_{U\nu}(EJ,\ E_f J_f)dE = \frac{1}{h}\ \frac{(2J_f+1)(2s+1)}{(2J+1)}\ \frac{\sigma_{inv}(\varepsilon_\nu, J_f, \ell, s)}{\pi\lambda_\nu^2}\ \frac{\rho_\nu(E_f J_f)}{\rho(EJ)}\ dE \qquad (A1)$$

où $\lambda_\nu = \hbar(2\mu\ \varepsilon_\nu)^{-1/2}$ est la longueur d'onde réduite de de Broglie, associée à la particule ν, et μ la masse réduite du système considéré.

La sommation sur toutes les valeurs de ℓ et de $S = J_f+s$ permet d'obtenir l'expression de la section efficace inverse σ_{inv} :

$$\sigma_{inv}(\varepsilon_\nu,\ J_f,\ \ell,s) = \pi\lambda_\nu^2\ \frac{(2J+1)}{(2J_f+1)(2s+1)}\ \sum_{S=|J_f-s|}^{J_f+s}\ \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} T_\ell(\varepsilon_\nu) \qquad (A2)$$

T_ℓ représente les coefficients de transmission de la réaction inverse.

La probabilité de décroissance par émission de particule se met donc finalement sous la forme [GRO.67] :

$$P_{U\nu}(EJ,\ E_f J_f)dE = \frac{1}{h}\ \frac{\rho_\nu(E_f J_f)}{\rho(EJ)}\ \sum_{S=|J_f-s|}^{J_f+s}\ \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} T_\ell(\varepsilon_\nu)dE \qquad (A3)$$

et dépend des densités de niveaux des noyaux émetteur et résiduel - respectivement $\rho(EJ)$ et $\rho(E_f J_f)$ - ainsi que des coefficients de transmission T_ℓ.

Densités de niveaux :

La majeure partie de l'information sur les propriétés statistiques des noyaux a été obtenue dans le cadre du modèle du gaz de Fermi.

On émet l'hypothèse que les niveaux de particules indépendantes sont suffisamment nombreux et rapprochés pour être remplacés par une distribution continue, avec une densité d'états de particules indépendantes g. Alors, la densité totale pour un système à deux types de particules est donnée approximativement par la forme analytique (LAN.54) :

$$\omega(E) = \frac{k}{E^{5/4}}\ \exp(2\sqrt{aE}) \qquad (A4)$$

où "a", paramètre de densité de niveaux, est relié à g, densité de particules indépendantes, par :

$$a = \frac{\pi g}{6}^2$$

Cette expression a été très utilisée, vue sa simplicité, bien que le modèle sur lequel elle repose soit peu réaliste pour les faibles énergies d'excitation des noyaux.
(Les niveaux de particules indépendantes sont supposés être équidistants - ce qui revient à ne pas tenir compte des effets de couches - et non dégénérés).

Afin de prendre en compte deux différences importantes entre le modèle du gaz de Fermi et les noyaux réels, on introduit les effets de couche (qui résultent du fait que le noyau est un système qui a des dimensions finies) dans le calcul du paramètre de densité de niveaux"a", et les effets de pairing en soustrayant à l'énergie d'excitation, l'énergie de pairing δ du noyau considéré. Ces effets seront considérés comme indépendants de J et de E.

On lève la dégénérescence des niveaux de la façon suivante : si m_i représente la projection sur l'axe de quantification du moment angulaire de chaque particule, le nombre quantique magnétique M du noyau est $M = \sum_i m_i$; Cette grandeur M suit une loi normale de Gauss (ERI.58) d'écart-type σ tel que $\sigma^2 = g \langle m^2 \rangle t$ autour de la valeur moyenne $\langle m \rangle$; $\langle m^2 \rangle$ représente la moyenne du carré des projections de spin de particules indépendantes, qui n'est pas nulle, même si $\langle m \rangle = 0$. L'existence d'un moment angulaire M non nul est liée au nombre de nucléons qui ne sont pas dans l'état moyen d'occupation.

Si $\omega(E)$ représente toujours la densité totale d'états de toutes les projections, la densité d'états d'énergie E avec une projection M est donc de la forme :

$$\omega(E,M) = \frac{\omega(E)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{M^2}{2\sigma^2} t\right) \qquad (A5)$$

Une approximation semi-classique, valable dans le modèle du gaz de Fermi, montre que le produit $g\langle m^2 \rangle \hbar^2$ est égal au moment d'inertie d'un corps rigide $\mathcal{J}$; alors, le paramètre de dépendance de spin σ^2 (ou paramètre de spin cut-off) est déterminé par le moment d'inertie d'un corps solide. Le terme $M^2 t/2\sigma^2$ représente alors une énergie de rotation, soit $E_{rot\ Y}(J)$ qui est l'énergie au-dessous de laquelle il n'y a pas de niveaux de moment angulaire J (énergie Yrast).

Par combinaison des expressions A4 et A5 , la densité d'états se met sous la forme :

$$\omega(U,0) = \frac{1}{12} \frac{1}{\sqrt{aR}} \frac{1}{(U+\frac{3}{2}t)^{3/2}} \exp\{2\sqrt{aU}\}$$

$$= \frac{1}{12a^2} \frac{1}{\sqrt{R}} \frac{1}{t^3} \exp\{2\sqrt{aU}\} \qquad (A6)$$

car t, température nucléaire, est définie par :

$$U = E - \delta = at^2 - \frac{3}{2} t$$

où δ est l'énergie de correction de pairing.

R, paramètre de spin, est relié au paramètre de spin cut-off σ^2, et donc au moment d'inertie $\mathcal{J}_o$ du noyau (considéré comme sphérique) :

$$R = \frac{2\sigma^2}{at} = \frac{2\mathcal{J}_o}{a\hbar^2} \qquad (A7)$$

L'expression générale de la densité d'état est donc une combinaison des expressions A.5 et A.6.

Pour un spin J donné, la projection M prend toutes les valeurs de -J à +J en passant par 0 : le nombre d'états ayant une projection M donnée est donc égal à la somme de tous les états de $|\vec{J}| \geq M$; dans ces conditions, la densité de niveaux de spin J, $\rho(E,J)$ s'exprime comme la différence entre ces densités d'état ω pour M = J et M = J+1, soit

$$\rho(E\ J) = \omega(E, M = J) - \omega(E, M=J+1) \qquad (A8)$$

avec $\omega(E,M=J) = \omega(E-E_{rot\ Y}(J), 0)$

E représente l'énergie d'excitation du noyau à l'état considéré, et s'il s'agit de l'état final (β)

$$E_\beta = E - B_\nu - \varepsilon_\nu$$

Avec E = énergie d'excitation du noyau de départ
B_ν = énergie de liaison (+ barrière coulombienne) de la particule évaporée
ε_ν = énergie cinétique de cette particule.

Les formules A.5, 6 et 8 donnent la densité de niveaux utilisée par Lang (LAN.66), qui fournit une bonne représentation de la densité de niveaux d'un gaz de Fermi à haut moment angulaire (GIL.70).

Notons que ce n'était pas le cas pour l'approximation gaussienne obtenue par un développement limité de cette relation (GIL.65) : les calculs numériques de densité de niveaux réalisés par Hillmann et Grover (HIL.69) à partir du modèle en couches ont montré que l'approximation gaussienne de densité de niveaux conduit à des valeurs trop élevées pour les hauts moments angulaires (GIL.70)).

Dans le programme GROGI, la valeur Yrast de l'énergie de rotation est calculée pour un noyau déformé, dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante (COH.74). Le paramètre de spin R qui intervient dans la formule A.6 , est calculée (formule A.7) après avoir déterminé la valeur $\frac{\mathcal{J}_0}{\hbar^2} = 0.0144\ A^{5/3}$ (pour $r_e = 1.225$ Fm). Il y a donc incohérence apparente, dans le programme GROGI, entre le fait de considérer l'énergie de rotation d'une goutte liquide tournante dans le terme exponentiel de l'expression $\omega(E,J)$, (formule A5) alors que dans le 1er terme, on calcule R à partir du moment d'inertie d'une sphère rigide : cependant, ces deux valeurs diffèrent peu et de plus, R n'intervient qu'en $R^{-1/2}$ dans la formule A.6.

Les coefficients de transmission $T_\ell(\varepsilon_\nu)$ sont calculés pour chaque valeur d'énergie cinétique ε_ν et pour chaque valeur de moment angulaire ℓ des particules (par pas de 1 MeV et de 1$\hbar$). Le potentiel nucléaire utilisé est le potentiel optique. On a considéré les parties réelle et imaginaire du potentiel nucléaire de Wood-Saxon :

$$V_N(r) = -\frac{V_o}{1+\exp\frac{r-R}{p}} \quad \text{et} \quad W_N(r) = -\frac{W_D}{1+\exp\frac{r-R_D}{p_D}} \qquad (A9)$$

avec V = profondeur du puits de potentiel
R = rayon de diffusion = $r_o\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$
p = épaisseur de peau.

2 - Probabilité de désexcitation par fission

Pour fissionner, le noyau composé, déformé doit atteindre la configuration du point selle, au-delà de laquelle il évoluera de façon irréversible vers deux fragments qui se sépareront au point de scission.

La probabilité de décroissance par fission est, comme l'ont montré Bohr et Wheeler (BOH.39), égale à la probabilité de transition au point selle :

$$P_f(E,J) = \frac{1}{\hbar}\ \frac{1}{\rho(EJ)} \int_0^{E-E_{selle}} \rho_{selle}(E-E_{selle}(J)-K,J)\ dK \qquad (A.10)$$

L'énergie d'excitation atteinte dans les réactions par ions lourds étant couramment plus élevée que la valeur de la barrière de fission, la pénétrabilité de celle-ci peut être négligée.

- K est l'énergie cinétique relative des deux fragments :
- ρ_{selle} est la densité de niveaux du noyau initial dans la configuration du point selle. Elle est donnée par l'ensemble des équations suivantes (obtenues de façon semblable à celles concernant l'émission des particules) (DELA.77) :

$$\rho_{selle}(E_f, J) = \omega_{selle}(E_f, M=J) - \omega_{selle}(E_f, M=J+1) \qquad (A11)$$

$$E_f = E - E_{selle} - K \qquad (A12)$$

$$\omega_{selle}(E_f, M=J) \simeq \omega_{selle}(E'_f - E_{selle}(J), 0)$$

$$E'_f = E - K$$

$$\omega(E_f, 0) = \frac{1}{12\, a_f^2} \quad \frac{1}{\sqrt{R_f}} \quad \frac{1}{t_f^3} \quad \exp\left\{2\sqrt{a_f U_f}\right\} \qquad (A13)$$

$$U_f = E_f - \delta_f = a_f t_f^2 - \frac{3}{2} t_f$$

$$R_f = \frac{2\mathcal{J}_f}{a_f \hbar^2} \qquad (A14)$$

Les paramètres de ces équations sont semblables à ceux des équations décrivant l'émission de particules. Au point selle, l'énergie de pairing δ_f est prise égale à celle de l'état fondamental.

La densité d'état du noyau fissionnant à la déformation du point selle est habituellement paramétrisée, dans le cadre du modèle du gaz de Fermi, par le paramètre de densité de niveaux a_f, qui est couramment exprimé par le rapport a_f/a_n (où a_n représente le paramètre de densité de niveaux du noyau après émission du neutron, à la déformation d'équilibre).

L'énergie au point selle, $E_{selle}(J)$ est la somme de l'énergie de rotation minimum (énergie Yrast) du noyau initial déformé dans son état fondamental et de la barrière de fission $B_f(J)$ (formule A.15 de l'annexe 2).

La probabilité de fissionner dépend donc principalement de la densité de niveaux (via le rapport a_f/a_n) et des barrières de fission $B_f(J)$.

Une présentation détaillée des modalités et des limites d'application du modèle statistique à l'étude des réactions de fission vient d'être publiée très récemment par H. Delagrange [DELA82].

Remarque :

Le paramètre de dépendance de spin, σ^2, lié au paramètre de spin R (formule A7) a été introduit lors du calcul du nombre noyau d'états par niveau (formule A5). Ce calcul dépend des symétries de noyau. Or, dans le cas du noyau dans la configuration du point selle, ces symétries ne sont pas connues. Pour la fission, le formalisme utilisé n'est donc pas bien adapté. Cependant, dans l'expression A.14 , le paramètre $R_f = \frac{2\mathcal{J}_f}{a\hbar^2}$ n'intervient que dans le terme pré-exponentiel , et sous forme de $R_f^{-1/2}$; son influence est donc mineure. Elle est, par exemple, tout à fait négligée par les utilisateurs du programme MBII [BEC.77, BEC.78]. Des utilisateurs de GROGI ont testé son influence, qui est faible quand le paramètre $\mathcal{J}_f$ varie dans le rapport 2.5 [DELA.77].

- ANNEXE 2 -

CALCUL DE LA BARRIERE DE FISSION DANS LE CADRE DU MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE TOURNANTE

Le modèle de la goutte liquide tournante (RLDM = Rotating Liquid Drop Model) élaboré par Cohen, Plasil et Swiatecki [COH74] permet une détermination cohérente des valeurs d'énergie potentielle concernées, non seulement pour le noyau dans sa configuration d'équilibre (ligne Yrast), mais aussi pour le noyau dans la configuration du point selle. Ces calculs sont faits en fonction de deux paramètres : le paramètre de fissilité x (qui est une mesure de rapport des forces coulombiennes répulsives sur la force attractive de surface) et du paramètre de déformation y (qui est relié au rapport de la force répulsive centrifuge sur la force attractive de surface).

Quand il ne dispose pas de moment angulaire, le noyau, dans son état fondamental, est sphérique. Quand le moment angulaire augmente, la configuration d'équilibre prend, sous l'action des forces centrifuges , la forme d'une pseudo-sphéroïde (appelée forme de Hiskes - voir figure A1) ; pour une valeur J donnée, l'énergie potentielle de cette forme représente donc l'énergie Yrast (elle est couramment calculée en soustrayant à l'énergie d'une sphère tournante rigide, l'énergie $E_H(J)$ appelée énergie de Hiskes).

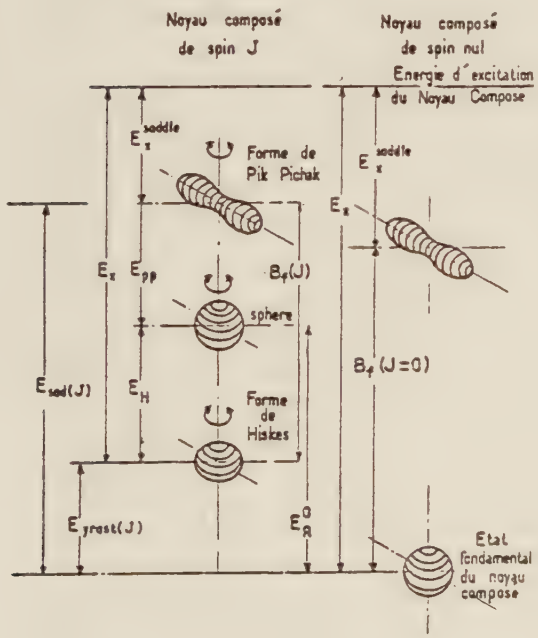


Fig. A1 : Illustration des formes considérées dans le modèle de la goutte liquide tournante (d'après la référence [PLA63]).

Dans la configuration du point selle, le noyau a une forme allongée pseudo-ellipsoïdale, (appelée forme de Pik-Pichak) d'autant plus compacte que le moment angulaire J (et donc que les forces centrifuges) est grand.

A un moment angulaire J donné, la barrière de fission représente l'énergie nécessaire pour faire passer le noyau de sa configuration d'équilibre (sphérique à J=0, pseudo-sphérique à J≠0) à la configuration du point selle : c'est la différence entre l'énergie E_{Yrast} et l'énergie E_{selle}, calculées en fonction des paramètres x et y, soit :

$$B_f(J) = E_{selle}(J) - E_{Yrast}(J) \qquad (A15)$$

Cette barrière de fission $B_{f_{RLDM}}$ est fonction décroissante du moment angulaire J (voir figure VI.13) ce qui entraine une augmentation de la probabilité de fission avec J. Notons que ce modèle, bien qu'il permette une détermination cohérente des valeurs d'énergie potentielle concernées, ne considère que les aspects macroscopiques du noyau ; ainsi les effets de couche et les corrections de pairing sont ignorés. Par ailleurs, les surfaces sont abruptes : l'effet de bord diffus n'est pas introduit.

Volume 96B, number 1,2 PHYSICS LETTERS 20 October 1980

EMISSION OF FEW NUCLEONS, INCLUDING ONLY ONE NEUTRON, IN THE $^{63}Cu + ^{93}Nb$ REACTION

C. CABOT, S. DELLA NEGRA and H. GAUVIN
Laboratoire de Chimie Nucléaire, Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay, France

and

H. DELAGRANGE, J.P. DUFOUR and A. FLEURY
Equipe de Recherche Associée no. 144, CEN Bordeaux–Gradignan, 33170 Gradignan, France

Received 11 July 1979

Experimental cross sections are given for the outgoing channels (1n), (pn), (p2n), (2pn) and (2p2n) in the $^{63}Cu + ^{93}Nb$ reaction at excitation energies ranging from 35 to 80 MeV. To reproduce these results in a statistical model calculation, a tenfold increase of the gamma-ray normalization constant is needed. Possibilities for gamma-ray experiments are considered in order to gain a deeper understanding of this enhancement of the gamma-ray competition.

Studies of fusion with heavy ions are of great current interest especially at energies close to the barrier [1,2]. Experiments with quite heavy projectiles (e.g., ^{63}Cu, ^{59}Co, ...) could provide new insight into the fusion mechanism and its differences with deep inelastic reactions [3,4]. Radiochemical methods allow a great sensitivity in the determination of the various exit channels in heavy ion nuclear reactions. In the course of such experiments, it has been shown that a compound nucleus such as ^{156}Yb can deexcite by emission of only one or two nucleons for energies close to the fusion barrier. This is the first indication of this type of emission in heavy ion collisions, and the result is quite striking because the excitation energy is rather high. Can the statistical model framework for nuclear deexcitation reproduce these data or are we facing a new mechanism of direct emission?

In this letter, we present experimental results concerning the emission of a small number of nucleons from the compound nucleus ^{156}Yb formed in the reaction $^{63}Cu + ^{93}Nb$. A preliminary account of these results was presented at the 1977 Tokyo meeting [5]. We will briefly discuss these data from the view points of statistical and non-statistical processes and we will present the results of some evaporation calculations performed with the GROGI 2 program.

Beams of ^{63}Cu were provide by the ALICE accelerator of the IPN at Orsay. Thin nickel foils were used as absorbers to reduce the energy of the beam. Incident energies at half target ranging from 228 MeV to 300 MeV were obtained. The corresponding excitation energies are 35–80 MeV. Absolute cross sections have been measured for the reactions (Cu, 1n), (Cu, pn), (Cu, p2n), (Cu, 2pn), (Cu, 2p2n) and (Cu, α2p). Only lower limits could be obtained for the (Cu, 2n) reaction because of losses during the collection of the very short lived nucleus ^{154}Yb.

Residual nuclei were detected, identified and measured by their α-emission. Decay characteristics of the observed isotopes are presented in table 1. Because of the short half lives, the radioactive nuclei were collected by the helium-jet technique. However, the standard stacked foil method was also used to determine the absolute cross sections for the long lived isotope ^{150}Dy, produced by the $^{93}Nb(^{63}Cu, \alpha 2p)$ reaction. The comparison of results from these two methods was used to calculate the overall efficiency of the He-jet system. The experimental excitation functions are

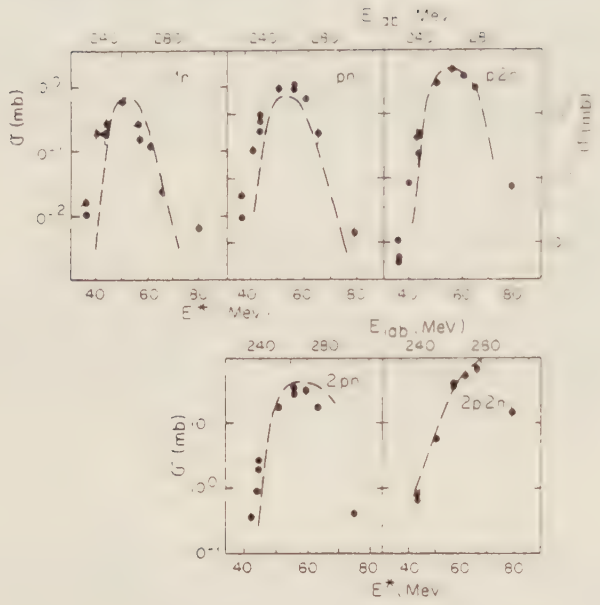


Fig. 1. Excitation functions for the production of isotopes after emission of few nucleons from the $^{63}Cu + ^{93}Nb$ system. The black points are the experimental data. The dashed curves are the calculated excitation functions (see text).

Table 1
Decay characteristics of the isotopes detected in the present experiments [a].

Nuclide	Half-life	E_α (MeV)	Assumed branching ratio (%)
^{155}Yb	1.65 ± 0.2 s	5.21 ± 0.02	90
^{154}Yb	0.39 ± 0.04 s	5.33 ± 0.02	98
^{154m}Tm	2.98 ± 0.20 s	5.04 ± 0.02	85
^{153}Tm	1.6 ± 0.2 s	5.11 ± 0.02	90
^{153}Er	36 ± 1 s	4.67 ± 0.01	95
^{152}Er	10.7 ± 0.5 s	4.80 ± 0.02	90
^{151}Ho	35.6 ± 0.4 s	4.52 ± 0.01	20
^{150}Dy [b]	7.17 ± 0.05 min	4.23 ± 0.01	31

a) Data obtained from ref [7].
b) Data obtained from ref [8].

displayed in fig. 1; they all have the typical shape expected for statistical evaporation (i.e. a bell-shaped form with a width in excitation energy between ≈15–30 MeV). The energy scale given in ref. [5] has been corrected by the use of very recent results for the stopping powers for energetic copper ions [6].

The clear evidence for reactions involving the emission of only one neutron is a very surprising result indeed and we have sought to find any possible experimental artifact. From the side of the target, ^{93}Nb is the only stable isotope. Impurities of higher Z can only be present as traces in the target, and therefore the production of ^{155}Yb by such contaminants is not likely taking into account possible reaction cross sections. On the projectile side, a contamination of the ^{63}Cu beam by a small amount of ^{65}Cu could lead to $^{93}Nb(^{65}Cu, 3n)^{155}Yb$. To remove these ambiguities the $^{63}Cu + ^{89}Y$ and $^{59}Co + ^{93}Nb$ reactions were studied. These two entrance channels lead to the compound nucleus $^{152}Er^*$ and the formation of ^{151}Ho (see table 1) in these latter reactions requires the emission of only one nucleon (without distinction between proton emission from ^{152}Er and/or neutron emission followed by E.C. or β^+ decay of ^{151}Er). Very similar results were obtained for these two systems as well, and this gives a strong argument against a dominant role for contaminants in the studies of $^{63}Cu + ^{93}Nb$.

At first sight, it seems difficult to reconcile the statistical model of compound nucleus decay with the emission of only one neutron from a nucleus with an excitation energy as high as 50 MeV. On the other hand, nonstatistical emission of particles in heavy ion reactions has been reported only for energies well above the fusion barrier. Hot spots [9] or promptly emitted particles (PEP) [10] emissions have been suggested as tentative explanations for direct emission of particles. At lower energies the study of reactions such as $^{150}Nd(^{20}Ne, xn)$ and $^{130}Te(^{40}Ar, xn)$ by Sarantites et al. [11] via γ-ray multiplicity does not show any deviation from the compound nucleus predictions. Furthermore our measured excitation functions display no typical characteristics of a nonstatistical or preequilibrium emission of one neutron [12]. The excitation functions for such reactions have a tendency to show almost constant cross sections over a large range of energy in complete contrast with the curves shown on fig. 1. In the framework of the preequilibrium model of ref. [12], the initial number of excitions should be much higher in heavy ion reactions than in proton or α-induced reactions and consequently this kind of preequilibrium emission would seem much more improbable. These considerations lead us to try to explain the present results in the framework of a statistical model.

To explore this possibility, we performed statistical model calculations with the help of the GROGI 2 code. This code and the description of compound nucleus decay in the framework of the statistical model are well documented in the literature [13,14]. To discuss the details of the choice of the statistical model parameters and their influence on the calculations is far beyond the scope of this letter but such discussions will be presented, in the near future. Gilat et al. [15] have presented a large study of rather long decay chains (5, 6, 7n from ^{156}Dy) in the same region of the periodic table. We have followed them in the choice of the parameters which govern the particle emission probabilities (transmission coefficients [16, 17], level density parameters [18], moment of inertia $\mathcal{J}$ which defines the yrast line [19], binding energies [20] and the constant of normalization ξ_ϱ for gamma-ray emission). This last constant is obtained by adjusting the calculated gamma width to the experimental value deduced from the slow neutron resonance data for nuclei close to the stability line [21].

The use of this set of a priori parameters leads to a drastic underestimate of the 1n cross sections. For exemple, at an excitation energy of 56 MeV, we get 0.85×10^{-4} mb compared to the experimental value of 0.22 mb. Therefore, we have tried several different parameter variations but good overall agreement between theory and experiment is reached only if we increase the gamma normalization constant by a factor of 10. The calculated curves are presented on fig. 1. This enhancement could possibly provide a simulation for the $(2J + 1)$ dependence of ξ_ϱ as it has been suggested by Sperber [22], and previously applied by Gilat et al. [15]. However, the use of this dependence by Hillis et al. [23] was not useful for the system ^{40}Ar + ^{124}Sn.

We can state that this multiplicative factor ξ_ϱ as estimated from slow neutron resonance measurements at low excitation energy and spin would seem to provide only a rough guide to the gamma-ray normalization constant of very neutron deficient isotopes produced at much higher excitation and spins.

The net effect of increasing ξ_ϱ by a factor of ten is to lengthen the γ cascade in the statistical region. Let us review the influence of such an enhanced value of ξ_ϱ on different experimental quantities that could possibly be measured in gamma ray experiments. (1) The gamma multiplicity is essentially given by the yrast cascade. Over the 15–30 gamma rays of the chain, 3 to 4 come from the statistical region. If our treatment is correct for a same range of angular momentum in the input distribution the multiplicity should increase by only a few units. We do not think that it will be easy to see such an effect for low residual cross sections. (2) The gamma-ray spectra show two different regions. First of all there should not be any modification of the yrast bump(s) wich are formed by the yrast cascade. On the other hand, the number of statistical gamma-rays would increase by a factor of two and their average energy would be shifted to a higher value. These effects should be visible on the high energy part of the spectra. (3) No modification of the multipolarity, and then of the angular distribution, is expected in the statistical region. (4) The larger effect is expected for the total gamma-ray energy associated with the 1n emission which should increase by ≈10 MeV.

To summarize this study, it is possible to give an explanation for the emission of few nucleons in heavy ion nuclear reactions within the statistical decay of a compound nucleus. Furthermore, it might well be possible to test this explanation by gamma rays experiments for the 1n reaction channel. Some characteristic features should be observed if the use of discrete gamma lines, for example, can make an unambiguous identification of the relevant neutron-deficient residual nuclei.

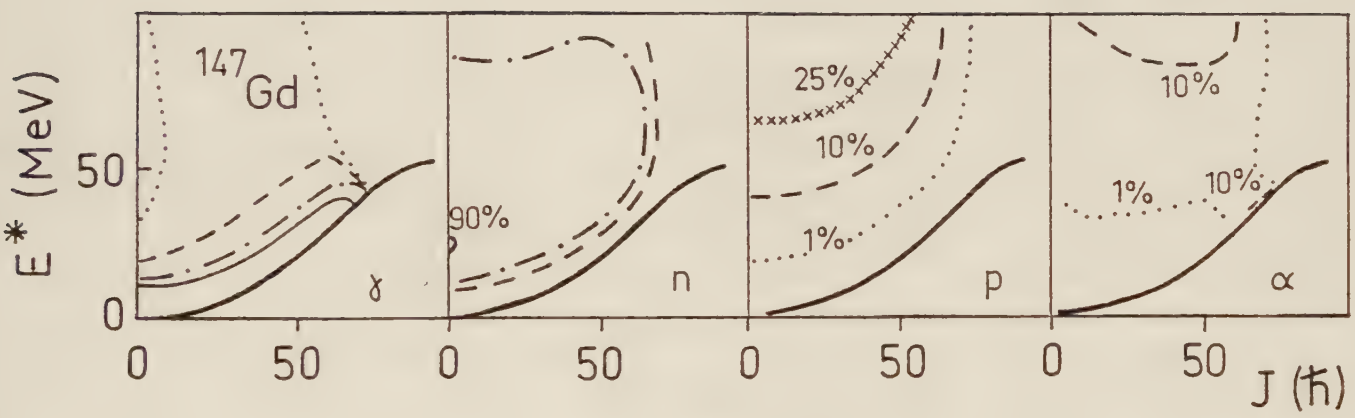
We wish to thank Professor M.Lefort and Dr. Y. Le Beyec for interesting discussions. We are indebted to Professor J.M. Alexander for comments and critical reading of the manuscript.

References

[1] M. Lefort, Rep. Prog. Phys. 39 (1976) 129.
[2] L.C. Vaz and J.M. Alexander, Phys. Rev. C18 (1978) 2152.
[3] F. Plasil et al., Phys. Rev. C18 (1978) 2603.
[4] H.C. Britt et al., Phys. Rev. C13 (1976) 1483.
[5] C. Cabot, S. Della Negra, H. Gauvin, Y. Le Beyec and M. Lefort, Proc. Intern Conf. on Nucl. structure (Tokyo, 1977) comm. 668.
[6] R. Bimbot et al., Nucl. Instrum. Methods 153 (1978) 161.
[7] H. Gauvin, Y. Le Beyec, J. Livet and J.L. Reyss, Ann. de Phys. (Paris) 9 (1975) 241.
[8] K.S. Toth, C.R. Bingram and W.D. Schmidt-Ott, Phys. Rev. C10 (1974) 2550.

[9] R.M. Weiner and M. Weström, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1523.
[10] J.P. Bondorf, J.N. De, A.O.T. Karvinen, G. Fai and B. Jakobsson, Phys. Lett. 84B (1979) 162.
[11] D.G. Sarantites et al., Phys. Rev. C17 (1978) 601.
[12] M. Blann, Ann. Rev. Nucl. 25 (1975) 123.
[13] J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 802, 814, 823,
[14] J. Gilat, Report BNL no. 50246 (1970), unpublished.
[15] J. Gilat, E. Roger Jones III and J.M. Alexander, Phys. Rev. C7 (1973) 1973.
[16] G.S. Mani, M.A. Melkanoff and I. Iori, Reports CEA, 2379 and 2380 (1963).
[17] J.R. Huizenga and G.J. Igo, Argonne Natl. Lab., Report no. 6373 (1961).
[18] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
[19] M. Hillman and J.R. Grover, Phys. Rev. 185 (1969) 1303.
[20] A.H. Wapstra and K. Bos, At. Data Nucl. Data Tables 19 (1977) no. 3;
W.D. Myers, Droplet model of atomic nuclei (Plenum, New York, 1977).
[21] M.D. Goldberg, S.F. Mughabghab, S.N. Purohit, B.A. Magurno and V.M. May, BNL Report 325, 2nd Ed. (1966).
[22] D. Sperber, Nuovo Cimento 36 (1965) 1164.
[23] D.L. Hillis et al., Nucl. Phys. A325 (1979) 216.

- ANNEXE 4 -



Plan (E*, J) du ^{147}Gd : répartition des courbes d'isoprobabilités P pour les émissions γ, n, p et particules α.

——— P = 90 %

-·-·-· P = 50 %

------ P = 10 %

La ligne Yrast est représentée en trait épais.

Valeurs des paramètres utilisées dans le calcul :

- ligne Yrast positionnée en considérant l'énergie de pairing δ_{GC} estimée par Gilbert et Cameron.
- coefficients de normalisation γ : f_1 = 0.27 uW, f_2 = 945 uW

Ces valeurs ne correspondent pas au meilleur ensemble de paramètres mais conduisent cependant à des résultats comparables (voir chapitre VI, paragraphe A.3a_2 et figures VI.4).

Isotope Z	A	a_γ (MeV^{-1})	R	δ_{GS} (MeV)	S_n (MeV)	S_p (MeV)	S_α (MeV)	a_f/a_n=1.04 af (MeV^{-1})	Rf	$B_f/B_{f_{RLDM}}$=0.6 Bf (MeV)
64 Gd	150	21.42	5.72	1.89	- 8.705	- 6.615	2.794	21.39	5.67	21.16
	149	20.57	5.89	0.97	- 6.935	- 6.186	3.099	20.49	5.85	20.90
	148	19.70	6.08	1.73	- 9.133	- 6.022	3.271	19.45	6.09	20.63
	147	18.70	6.34	0.97	- 7.370	- 5.385	1.880	18.05	6.49	20.35
	146	17.36	6.75	1.82	- 11.050	- 5.260	0.640	19.32	5.99	20.06
	145	18.58	6.23	0.97	- 9.070	- 4.590	0.550	20.62	5.55	19.74
	144	19.83	5.77	1.67	- 11.500	- 4.810	1.120	22.03	5.14	19.43
	143	21.18	5.34	0.97						
63 Eu	149	21.12	5.74	0.92						
	148	20.27	5.91	0.00						
	147	19.40	6.11	0.76						
	146	18.42	6.36	0.00						
	145	17.08	6.78	0.85						
	144	18.30	6.26	0.00						
	143	19.53	5.80	0.70						
62 Sm	146	18.94	6.19	1.98						
	145	17.96	6.45	1.22						
	144	16.63	6.89	2.07						
	143	17.84	6.34	1.22						
	142	19.07	5.87	1.92						
	141	20.41	5.42	1.22						
	140	21.73	5.02	2.26						

Valeurs numériques des divers paramètres utilisés dans les calculs à l'aide du programme GROGI-F. (Cas du noyau de fusion ^{150}Gd).

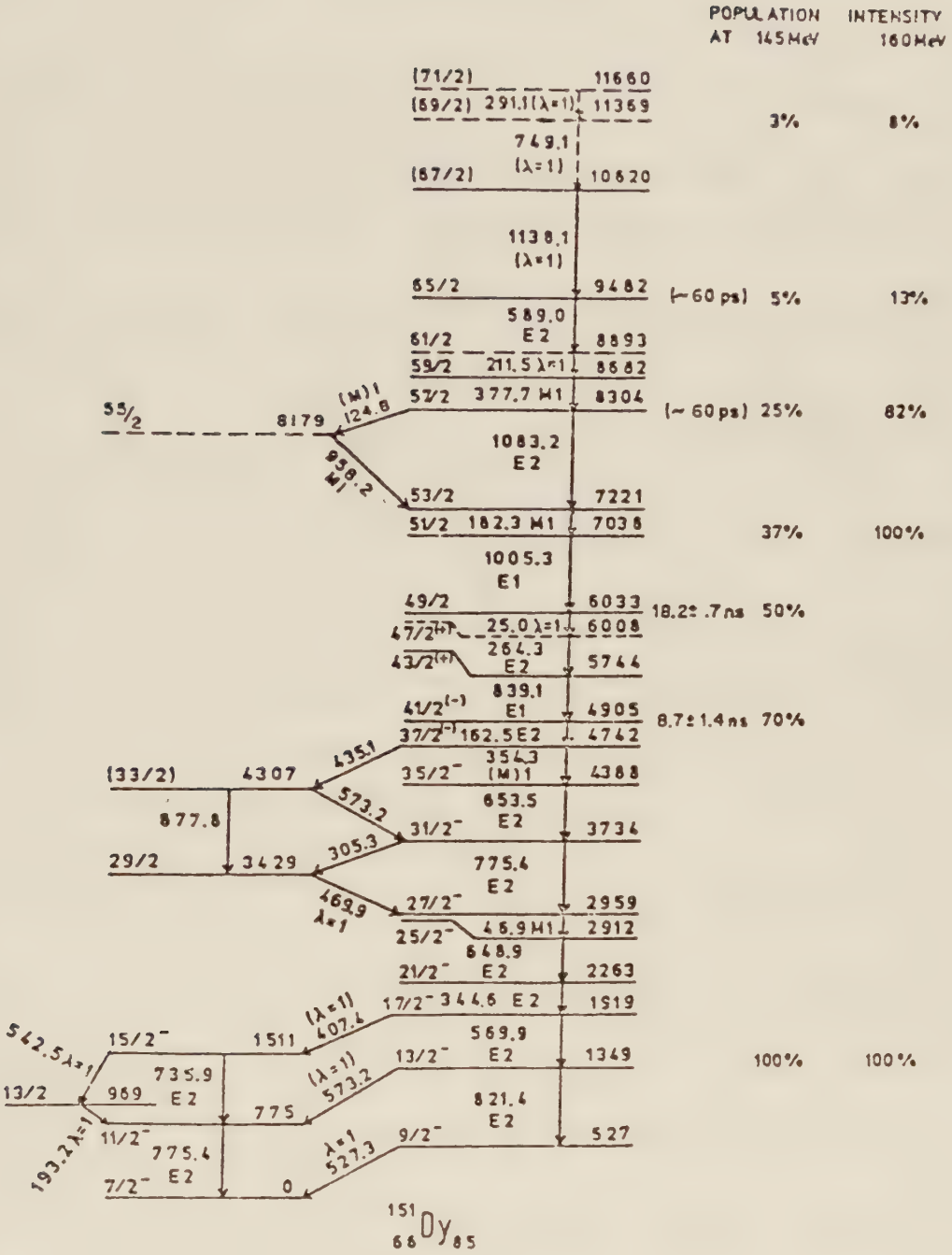


Schéma de désexcitation du ^{151}Dy (issu de la référence HAA.81).

REFERENCES

[AGA76] S. AGARWAL, H. GAUVIN, D. GUERREAU, M. JUNGCLAS, Y. LE BEYEC, M. LEFORT and X. TARRAGO, Z. Phys. A278, 265 (1976)

[AGA79] S.K. AGARWAL, Thèse Doctorat ès-Sciences, Université de Paris-Sud, Orsay (1979)

[AGU81] P. AGUER, G. BASTIN, A. PEGHAIRE, J.P. THIBAUD, N. PERRIN, H. SERGOLLE and P. HUBERT, Physica Scripta, Vol. 24, 140 (1981)

[AHM81] I. AHMAD, P. CHOWDHURY, F. HAAS, R.U.F. JANSSEN, J. KASAGI, T.L. KHOO, W. KUHN, et R. RONNINGEN, Annuaire du Centre d'Etudes Nucléaires de Strasbourg (1981)

[ALE82] J.M. ALEXANDER, D. GUERREAU et L. VAZ, Z. Phys. A305, 313 (1982)

[AND78] O. ANDERSEN, R. BAUER, G.B. HAGEMANN, M.L. HALBERT, B. HERSKIND, M. NEIMAN, H. OESCHLER and H. RYDE, Nucl. Phys. A295, 163 (1978)

[AND80] J.U. ANDERSEN, A.S. JENSEN, K. JORGSENSEN, E. LAGSGAARD, K.O. NIELSEN, J.S. FORSTER, I.V. MITCHELL, D. WARD, W.M GIBSON and J.I. CUOMO, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selst. 40, 7 (1980)

[BAR80] J. BARRETO, Thèse doctorat d'Etat, Université Paris-Sud, (1980) IPNO T.80-05

[BEC77a] M. BECKERMAN and M. BLANN, MBII - A statistical fission code, University of Rochester, Nuclear structure Research laboratory Report UR - NSRL - 135 (1977)

[BEC77b] M. BECKERMAN and M. BLANN, Phys. Rev. Lett, 38, 6, 272 (1977)

[BEC78] M. BECKERMAN and M. BLANN, Phys. Rev. C17, 1615 (1978)

[BEC78b] M. BECKERMANN, Phys. Letters 78B, 1, 17 (1978)

[BEC82] M. BECKERMAN, M. SALOMAA, A. SPERDUTO, J.D. MOLITORIS and A. DIRIENZO, Phys. Rev. C. 25, 2, 837 (1982)

[BEN82] X. BENACHOU, Thèse de 3ème cycle, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan (1982)

[BER78] A. BERTIN et J. FREHAUT, rapport CEA - R - 4895 (1978)

[BIM78] R. BIMBOT, S. DELLA NEGRA, D. GARDES, H. GAUVIN, et B. TAMAIN, Rev. Phys. Appl. 13 , 393 (1978)

[BIM79] R. BIMBOT, C. CABOT, J. DEPAUW , D. GARDES, H. GAUVIN, L. MARTIAL, A. RICHOMME et M.F. RIVET, rapport IPNO-Rc-79-03 , Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (1979)

[BIM79b] R. BIMBOT, S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, D. GARDES, et M.F. RIVET, Institut de Physique Nucléaire Orsay 1979 IPNO Rc 79-06

[BIR78] J.R. BIRKELUND and J.R. HUIZENGA, Phys. Rev. C17 , 126 (1978)

[BIR79] J.R. BIRKELUND, L.E. TUBBS, J.R. HUIZENGA, J.N. DE and D. SPERBER, Phys. Rev. 56, 107 (1979)

[BJ073] S.BJORNHOLM , A. BOHR and BR. MOTTELSON, Proc. IAEA Symposium, Rochester, New York, 367 (1973)

[BLA62] J.M. BLATT and V.F. WEISSKOPF, Theoritical Nuclear Physics, New-York, John Wiley (1962)

[BLA75] M. BLANN, Ann. Rev. Nucl. 25, 123 (1975)

[BLA82] M. BLANN et T.T. KOMOTO, Phys. Rev. C26, 2, 472 (1982)

[BLO77] J. BLOCKI, J. RANDRUP, W.J. SWIATECKI et C.F. TSANG, Ann. Phys. (N.Y.) 105, 427 (1977)

[BOH39] N. BOHR and J.A. WHEELER, Phys. Rev. 56, 426 (1939)

[BOH75] A. BOHR et B.R. MOTTELSON, Nuclear structure (Benjamin, New York, 1975) vol. 2

[BOL70] L.M. BOLLINGER et G.E. THOMAS, Phys. Rev. C2, 5, 1951 (1970)

[BON79] J.P. BONDORF, J.N. DE, A.O.T. KARVINEN, G. FAI et B. JAKOBSSON, Phys. Lett. 84B, 162 (1979)

[BOR81] B. BORDERIE, M. BERLANGER, D. GARDES, F. HANAPPE, L. NOWICKI, J. PETER, S. AGARWAL, J. GIRARD, C. GREGOIRE, J. MATUSZEK and C. NGO, Z. Phys. A299, 263 (1981)

[BRI76] H.C. BRITT, B.H. ERKKILA, RH. STOKES, HN. GUTBRON, F. PLASIL, RL. FERGUSON, M. BLANN, Phys. Rev. C13, 1483 (1976)

[BRI77] H.C. BRITT, B.H. ERKKILA, ED. GOLDSTONE, RH. STOCKES, BB. BACK, F. FOLKMANN, O. CHRISTENSEN, B. FERNANDEZ, JD. GARRETT, GB. HAGEMANN, B. HERSKIND, DL. HILLIS, F. PLASIL, RL. FERGUSON, M. BLANN, MM. GUDBROD, Phys. Rev. Lett. 39, 1458 (1977)

[BRI81] H.C. BRITT and A. GAVRON, International symposium on nuclear fission and related collective phenomena, Bad Honnef, W. Germany - 1981

[BRO78] R. BRODA, M. OGAWA, P. KLEINKEINZ, R.K. SHELINE, L. KICHTER, M. BACKE, Jülich, Annual Report p. 29 (1978)

R. BRODA, M. OGAWA, S. LUNARDI, M.R. MAIER, R.J. DALY, P. KLEINHEINZ, Z. Physik A285, 423 (1978)

[CAB75] C. CABOT, C. DEPRUN, H. GAUVIN, B. LAGARDE, Y. LE BEYEC, and M. LEFORT, Nucl. Phys. A241, 341 (1975)

[CAB75b] C. CABOT, C. DEPRUN, H. GAUVIN, Y. LE BEYEC et M. LEFORT, Nucl. Instr. and Meth., 125, 397 (1975)

[CAB77] C. CABOT, S. DELLA NEGRA, H. GAUVIN, Y. LE BEYEC and M. LEFORT, Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, comm. 668 (Tokyo 1977)

[CAB77b] C. CABOT, S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN and Y. LE BEYEC, Z. Phys. A238, 221 (1977)

[CAB78] C. CABOT, S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN and Y. LE BEYEC, Z. Phys. A287, 71 (1978)

[CAB80] C. CABOT, H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, H. DELAGRANGE, J.P. DUFOUR, A. FLEURY, Y. LLABADOR, and J.M. ALEXANDER
Journal de physique, colloque C10, supplément au n° 12, Tome 41, p. C10 - 234 (1980)

[CAB80b] C. CABOT, S. DELLA NEGRA, H. GAUVIN, H. DELAGRANGE, J.P. DUFOUR and A. FLEURY, Physics Letters, 96B 1, 2, 55 (1980)

[CAB82] C. CABOT, H. GAUVIN, H. SERGOLLE, P. AGUER, G. BASTIN, J.P. THIBAUD, et Y. PATIN, XXè International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio proc. p. 436 (1982) et IPNO-DRE-82-07

[CAR79] N. CARJAN, H. DELAGRANGE and A. FLEURY, Phys. Rev. C19, 2267 (1979)

[CHI67] L.W. CHIAO et M.J. MARTIN, Nuclear Data B2, 181 (1967)

[CHU65] Y.Y. CHU, E.M. FRANZ, et G. FRIEDLANDER, Phys. Rev. 187, 1529 (1969)

[COH74] S. COHEN, F. PLASIL and W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. (N.Y.) 82, 557 (1974)

[DEL78] M.A. DELEPLANQUE, I.Y. LEE, F.S. STEPHENS, R.M. DIAMOND, and M.M. ALEONARD, Phys. Rev. Lett. 40, 629 (1978)

[DEL78b] M.A. DELEPLANQUE, T. BYRSKI, R.M. DIAMOND, H. HUBEL, F.S. STEPHENS, B. HERSKIND, and R. BAUER, Phys. Rev. Lett. 41, 1105 (1978)

[DEL79] M.A. DELEPLANQUE, J.P. HUSSON, N. PERRIN, F.S. STEPHENS, G. BASTIN, C. SCHUCK, J.P. THIBAULT, L. HILDINGSSON, S. HJORT, A. JOHNSON and Th. LINDBLAD, Phys. Rev. Lett. 43, 1001 (1979)

[DELA77] H. DELAGRANGE, A. FLEURY, et J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C16, 706 (1977)

[DELA77b] H. DELAGRANGE, "GROGI-F : user's manual" Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan, rapport CENBG 7707 (1977)

[DELA79a] H . DELAGRANGE, D. LOGAN, M.F. RIVET, M. RAJAGOPALAN, J.M. ALEXANDER, M.S. ZISMAN, M. KAPLAN and J.W. BALL, Phys. Rev. Letters 43 n° 20, 1490 (1979)

[DELA79b] H. DELAGRANGE, L.C. VAZ and J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C20 1731 (1979)

[DELA82] H. DELAGRANGE, Ann. Phys. Fr., 3, 193 (1982)

[DELL76] S. DELLA NEGRA, Thèse de 3ème cycle, Université de Paris-Sud, Orsay (1976)

[DELL77] S. DELLA-NEGRA, H. GAUVIN, M. JUNGCLAS, Y. LE BEYEC and M. LEFORT, Z. Phys. A282, 65 (1977)

[DELL77b] S. DELLA-NEGRA, H. GAUVIN, M. JUNGCLAS, Y. LE BEYEC and M. LEFORT, Z. Phys. A282, 75 (1977)

[DEP76] C. DEPRUN, H. GAUVIN et Y. LE BEYEC, Nucl. Instr. and Meth. 138, 111 (1976)

[DES82] P. DESCOUVREMONT, D. BAYE and P.H. HEENEN, Congrès de Saclay, à paraître dans Nuclear Physics (1982)

[DEW72] M.K. DEWANJEE, I.L. PREISS, J. of Inorg. Nucl. Chem. 34, 1105 (1972)

[DIA80] R.M. DIAMOND and F.S. STEPHENS, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30, 85 (1980)

[DRO78] M. DROSG, Nucl. Sci. and Eng. 67, 190 (1978)

[DUF81] J.P. DUFOUR, Thèse de Doctorat d'Etat,Université de Bordeaux I, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux - Gradignan, rapport CENBG, n° 690 (1981)

[EPP70] R.E. EPPLEY, W.C. Mc HARRIS, et W.H. KELLY, Phys. Rev. C2, 1929 (1970)

[EPP71] R.E. EPPLEY, W.C. Mc HARRIS, et W.H. KELLY, Phys. Rev. C3, 282 (1971)

[EPP72] R.E. EPPLEY, R.R. TODD, R.A. WARNER, W.C. Mc HARRIS, W.H. KELLY, Phys. Rev. C5, 1084 (1972)

[ERI58] T. ERICSON and V. STRUTINSKI, Nucl. Phys. 8, 284 (1958) et Nucl. Phys. 9, 689 (1958)

[ESB81] H. ESBENSEN, Nucl. Phys. A352, 147 (1981)

[FAB79] M. FABER, M. POLSZAJCZAK and A. FAESSLER, Nucl. Phys. A326, 129 (1979)

[FAC68] K. FACCHINI, et E. SAETTA - MENICHELLA, Energia nucleare, vol. 15, n° 1, 54 (GENNAO 1968)

[FLE77] A. FLEURY, H. DELAGRANGE and J.P. DUFOUR, Phys. Rev. C16, 4, 1396 (1977)

[FLE79] A. FLEURY, Conférence d'Aussois, Rapport CENBG 7901, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan (1979)

[FOL81] F. FOLKMANN, J.D. GARRETT, G.B. HAGEMANN, M.N. HARAKEH, B. HERSKIND, D.L. HILLIS, S. OGAZA, H. EMLING, E. GROSSE, D. SCHWALM, R.S. SIMON and P.O. TJOM, Nucl. Phys. A361, 242 (1981)

[GAL74a] J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT et X. TARRAGO, Phys. Rev. C9, 1018 (1974)

[GAL74b] J. GALIN, B. GATTY, D. GUERREAU, U.C. SCHLOTTHAUER-VOOS et X. TARRAGO, Phys. Rev. C, 10, 2, 638 (1974)

[GAR82] J.J. GAARDHØJE, Conf. Bormio (1982)

[GAU72] H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, M. LEFORT, and N.T. PORILE, Phys. Rev. 29, 958 (1972)

[GAU73] H. GAUVIN, R.L. HAHN, Y. LE BEYEC, M. LEFORT, and J. LIVET, Nucl. Phys. A208, 360 (1973)

[GAU75] H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, J. LIVET and J.L. REYSS, Ann. de Phys. (Paris) 9, 241 (1975)

[GAU75b] H. GAUVIN, D. GUERREAU, Y. LE BEYEC, M. LEFORT, F. PLASIL and X. TARRAGO, Phys. Lett., 58B, n° 2, 163 (1975)

[GAU80] A. GAVRON, Phys. Rev. C21, 230 (1980)

[GAU81] A. GAVRON, J.R. BEENE, B. CHEYNIS, RL. FERGUSON, F.E. OBENSHAIN, F. PLASIL, GR. YOUNG, GA PETITT, M. JAASKE LAINEN, DG. SARANTITES and C.F. MAGUIRE Phys. Rev. Lett. 47, 1255 (1981)

[GIL65] A. GILBERT and A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43,1446 (1965)

[GIL70] J. GILAT, Brookhaven National Laboratory report n° BNL 50246, 1970 (unpublished)

[GIL73] J. GILAT, E.R. JONES III, et J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C7, 5, 1973 (1973)

[GIL77] J. GILAT, A. FLEURY, H. DELAGRANGE, J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C 16 , 694 (1977)

[GOL66] M.D. GOLDBERG, S.F. MUGHABGHAB, S.N. PUROHIT, B.A. MAGURNO and V.M. MAY BNL report 325, 2ème édition (1966)

[GRO67] J.R. GROVER and J. GILAT, Phys. Rev. 157 802 (1967)
157 814 (1967)

[GUE73] D. GUERREAU, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, 1973 (unpublished)

[GUE82] D. GUERREAU, J.R. ALEXANDER et L. VAX, XX International Winter Meeting on Nuclear Physics; Bormio proceedings, p. 422 (1982)

[HAA79] B. HAAS, H.R. ANDREWS, O. HAUSSER, D. MORN, J.F. SHARPEY-SCHAFER, P. TARAS, W. TRAUTMAN, D. WARD, T.L. KHOO and R.K. SMITHER, Phys. Lett. 84B, 2, 178 (1979)

[HAA81] B. HAAS, D. WARD, H.R. ANDREWS, O. HAUSSER, A.J. FERGUSON, J.F. SHARPEY-SCHAFER, T.K. ALEXANDER, W. TRAUTMAN, D. HORN, P. TARAS, P.S. KENSVED, T.L. KHOO, R.K. SMITHER, I. AHMAD , C.N. DAVIDS, W. KUTSCHERA, S. LEVENSON, and C.L. DORS, Nucl. Phys. A362, 254 (1981)

[HAE78] D.R. HAENNI, H. BEUSCHER, R.M. LIEDER, M. MULLER-VEGGIAN, A. NESKAKIS, and C. MAGER-BERICKE, Annual Report Jülich, p. 27 (1978)

[HAG75] G.B. HAGEMANN, R. BRODA, B. HERSKIND, M. ISHIHARA, S. OGAZA and H. RYDE, Nucl. Phys. A245, 166 (1975)

[HAL58] I. HALPERN and V.M. STRUTINSKI, Proc. 8 nd International Conference on the uses of Atomic Energy, 15P/1513, 408 (1958)

[HAU52] W. HAUSER and H. FESHBACH, Phys. Rev. 87, 2, 366 (1952)

[HER80] B. HERSKIND, International Conference of nuclear behaviour at high angular momentum, Journal de Physique, C10, Tome 41, 106 (1980)

[HIL53] D.L. HILL et J.A. WHEELER, Phys. Rev. 89, 1102 (1953)

[HIL69] M. HILLMAN et J.R. GROVER, Phys. Rev. 185, 1303 (1969)

[HIL70] K.D. HILDENBRAND, H.H. GUTBROD, W. Von OERTZEN, and R. BOCK, Nucl. Phys. A157, 297 (1970)

[HIL79] D.L. HILLIS, J.D. GARRET, O. CHRISTENSEN, B. FERNANDEZ, G.B. HAGEMANN, B. HERSKIND, B.B. BACK and F. FOLKMANN, Nucl. Phys. A325, 216 (1979)

[HJO81] S.A. HJORTH, A. JOHNSON, A. KEREK, W. KLAMRA, T. LINDBLAD, S. MESSELT, C. POMAR, W. WALUS, O. SKEPPSTEDT, Z. SUJKOWSKI, A. ZGLINSKI, L. CARLEN, H. RYDE and M. PIIPARINEN, Z. Physik A301, 35 (1981)

[HUB80] F. HUBERT, A. FLEURY, R. BIMBOT, D. GARDES, Ann. de Phys., 5, 51, 1 - 214 (1980)

[HÜB78] H. HÜBEL, U. SMILANSKY, R.M. DIAMOND, F.S. STEPHENS et B. HERSKIND, Phys. Rev. Lett. 41, 791 (1978)

[HÜB80] H. HÜBEL, R.M. DIAMOND, F.S. STEPHENS, B. HERSKIND et R. BAUER, Z. Phys. A, 297, 237 (1980)

[HUI61] J.R. HUIZENGA et G.J. IGO, Argonne National Laboratory, report n° 6373 (1961)

[IGN79] A.V. IGNATYUK, K.K. ISTEKOV and G.N. SMIRENKIN, Sov. J. Nucl. Phys. 29, 4, 450 (1979)

[JAA82] M. JAASKELAINEN, D.G. SARANTITES, F.A. DILMANIAN, R. WOODWARD, H. PUCHTA, J.R. BEENE, M.L. HALBERT, J. HATTULA, D.C. HENSLEY et J.H. BARKER, Conférence de Tokyo (1982)

[JAH81] U. JAHNKE, H.H. ROSSNER, D. HILSCHER, and E. HOLUB, Phys. Rev. Lett. 48, 1, 17 (1981)

[JEN71] A.S. JENSEN and C.Y. WONG, Nucl. Phys. A171, 1 (1971)

[KAT78] S.K. KATARIA, V.S. RAMAMURTHY and S.S. KAPOOR, Phys. Rev. C, 18, n° 1 549 (1978)

[KER78] A. KEREK, J. KIHLGREN, Th. LINDBLAD, C. POMAR, J. SZTARKIER, W. WAWS, O. SKEPPSTEDT, J. BIALKOWSKI, J. KOWNACKI, Z. SUJKOWSKI, and A. ZGLINSKI, NIM 150, 483 (1978)

[KHO78] T.L. KHOO, R.K. SMITHER, B. HAAS, O. HAUSSER, H.R. ANDREWS, D. HORN, and D. WARD, Phys. Rev. Lett. 41, 1027 (1978)

[KHO80] T.L. KHOO, in proceedings of the Nobel Symposium on Nuclei at very High spin, Örenäs , Sweden, June 1980

[KLE79] P. KLEINHEINZ, R. BRODA, P.J. DALY, S. LUNARDI, M. OGAWA et J. BLONQVIST, Z. Physik, A290, 279 (1979)

[KNO72] H.H. KNOX et T.G. MILLER, Nucl. Instr. and Meth. 101, 519 (1972)

[KOD78] T. KODAMA, R.A.M.S. NAZARETH, P. MOLLER and J.R. NIX, Phys. Rev. C17, 1, 111 (1978)

[KOR79] H.J. KORNER, D.L. WILLIS, C.P. ROULET, P. AGUER, C. ELLEGAARD, D.B. FOSSAN, D. HABS, M. NEIMAN, F.S. STEPHENS and R.M. DIAMOND, Phys. Rev. Lett. 43, 7, 490 (1979)

[KOW74] J. KOWNACKI, J. LUDZIEJEWSKI, Z. SUJKOWSKI, H. ARNOLD et H. RYDE, Nucl. Phys. A236 125 (1974)

[KRA79] H. KRAPPE, J.R. NIX et A.J. SIERK, Phys. Rev. C20, 992 (1979)

[KRO82] R. KROTH, P. AGUER, G. BASTIN, M. HUBEL, L. NGUYEN, H. SERGOLLE et J.P. THIBAUD, "Conference on high angular momentum properties on nuclei", Oak Ridge, Nov. 82

[LAN54] D.W. LANG, et K.J. LECOUTEUR, Proc. Phys. Soc. A67 586 (1954)

[LAN66] D.W. LANG, Nucl. Phys. 77, 545 (1966)
26, 434 (1961)

[LAN81] S. LANDOWNE and J.R. NIX, Nucl. Phys. A368, 352 (1981)

[LEB74] Y. LE BEYEC, M. LEFORT, J. LIVET, N.T. PORILE and A. SIIVOLA, Phys. Rev. C9, 1091 (1974)

[LEC59] K.L. LECOUTEUR et D.W. LANG, Nucl. Phys. 13, 32 (1959)

[LEF66] M. LEFORT, La Chimie Nucléaire, Dunod, 1966

[LEF76] M. LEFORT, Rep. Prog. Phys. 39, 129 (1976)

[LEF79] M. LEFORT and C. NGO, Rivista del Nuovo Cimento, vol. 2, n° 12, 1 -53 (1979)

[LEF82] M. LEFORT, Conférence de Varenna, juillet 82 (à paraître)

[LEI82] J.R. LEIGH, D.J. HINDE, J.O. NEWTON, W. GALSTER, and S.H. SIE Phys. Rev. Lett. 48, 8, 527 (1982)

[LIO78] R. LIOTTA and R.A. SORENSEN, Nucl. Phys. A297, 162 (1978)

[LOB75] K.E. LOBNER, γ-ray transition probabilities in deformed nuclei. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy, W.D. Hamilton editor, North Holland publishing Company, Amsterdam (1975)

[LOG80] D. LOGAN, H. DELAGRANGE, M.F. RIVET, M. RAJAGOPALAN, J.M. ALEXANDER , M. KAPLAN, M.S. SISMAN and E. DUEK, Phys. Rev. C 1080 (1980)

[LUN79] S. LUNARDI, M. OGAWA, H. BACKE, P. PIIPARINEN, Y. NAGAI et P. KLEIHEINZ, Proc. Symposium on "High-spin phenomena in nuclei" Argonne p. 1725 Mars 1979

[LUC79] R. LUCAS, J. POITOU et J. GIRARD, Nucl. Phys. A321, 501 (1979)

[MAC63] R.D. MAC FARLANE et R.D. GRIFFIOEN, Nucl. Inst. and Meth. 24, 461 (1963)

[MAC80] M.A. Mc MAHAN et J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C, 21, 4, 1261 (1980)

[MAR67] M.J. MAR, Nuclear Data B2 , 41 (1967)

[MOL61] J.F. MOLLENAUER, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL - 9748, 1961 (non publié)

[MOL62] J.F. MOLLENAUER, Phys. Rev. 127 867 (1962)

[MUS82] M.G. MUSTAPHA, P.A. BAISDEN et H. CHANDRA, Phys. Rev. C25, 2524 (1982)

[MYE65] W.D. MYERS and W.J. SWIATECKI, Lawrence Radiation laboratory UCRL - 11980 (1965)

[MYE77] W.D. MYERS, Droplet Model of Atomic Nuclei, Plenum, New York (1977)

[NEW77] J.O. NEWTON, I.Y. LEE, R.S. SIMON, MM. ALEONARD, Y. EL MASRI, FS. STEPHENS and R.M. DIAMOND , Phys. Rev. Lett. 38, 810 (1977)

[NEW81] J.O. NEWTON, B. HERSKIND, R.M. DIAMOND, E.L. DINES, J.E. DRAPER, K.H. LINDENBERG, C. SCHUCK, S. SMITT and F.S. STEPHENS, Phys. Rev. Lett. 46, 21, 1383 (1981).

[NEW81b] J.O. NEWTON, Phys. Scripta, 24, 83 (1981)

[NGO75] C. NGO, B. TAMAIN, J. GALIN, M. BEINER et R.J. LOMBARD, Nucl. Phys. A240, 353 (1975)

[NGO80] H. NGO et C. NGO, Nucl. Phys. A348, 140 (1980)

[NGU82] L. NGUYEN, Thèse de 3ème cycle, Université de Paris-Sud, 1982

[NIX69] J.R. NIX, Nucl. Phys. A130, 241 (1969)

[NOR70] L.C. NORTHCLIFFE et R.F. SCHILLING, Nuclear Data, Tables A7, 233 (1970)

[PAP68] G.J. PAPERIELLO, D.J. BUSS, E.J. FUNK, et J.W. MIHELICH, Nucl. Phys. A121, 191 (1968)

[PEN79] R.PENGO, S. LUNARDI, R. TISCHLER, Y. NAGAI, R. BRODA and P. KLEINHEINZ, Proc. Symposium on "high-spins phenomena in nuclei" ARGONNE (1979)

[PER76] C.M. PEREY and F.G. PEREY, Atomic data and nuclear data tables 17, 1-101 (1976)

[PER82] N. PERRIN et H. TRICOIRE, Rapport IPNO-DRE 82, Institut de Physique Nucléaire, Orsay (1982)

[PII81] P. PIIPARINEN, R. PENGO, Y. NAGAI, E. HAMMAREN, P. KLEINHEINZ, N. ROY, L. CARLEN, H. RYDE, T. LINDBLAD, A. JOHNSON, S.A. HJORTH, J. BLOMQVIST, Z. Physik 300, 133 (1981)

[PLA63] F. PLASIL, PhD thesis, University of California
Lawrence Radiation Laboratory report UCRL - 11193, 1963 (unpublished)

[PLA80] F. PLASIL, Journal de Physique, Colloque C10, supplément au n° 12, Tome 41, pc 10 (1980)
F. PLASIL, RL. FERGUSON, RL. HAHN, FE. OBENSHAIN, F. PLEASONTON, et G.R. YOUNG, Phys. Rev. Lett. 45, 333 (1980)

[POU76] J. POUTHAS, Nucl. Instr. and Meth. 135, 187 (1976)

[RAK80] D.A. RAKEL, R. KACZAROWSKI, E.G. FUNK, and J.W. MIHELICH, Phys. Rev. 21, 595 (1980)

[REI82] W. REISDORF, Z. Phys. A300, 227 (1981)

[REU79] U. REUS, W. WESTMEIER, et I. WARNECKE, gamma ray catalog - GSI Report 79-2 (1979)

[RIV77] M.F. RIVET, Thèse de Doctorat es-Sciences, Université de Paris-Sud, Orsay (1977)

[ROU80] C. ROULET, Contributed paper at the Bormio winter meeting (1980) IPNO PhN 80-04

[RUD81] N. RUD, D. WARD, H.R. ANDREWS, P. TARAS and J. KEINONEN, Phys. Lett. 100B , 1, 17 (1981)

[SAR76] D.G. SARANTITES, J.H. BARKER, M.L. HALBERT, D.C. HENSLEY, R.A. DAYRAS, E. EICHLER, N.R. JOHNSON, and S.A. GRONEMEYER Phys. Rev. C14, 6, 2138 (1976)

[SAR78] D.G. SARANTITES, L. WESTERBERG, M.L. HALBERT, R.A. DAYRAS, D.C. HENSLEY and J.H. BARKER, Phys. Rev. C18, 2, 774 (1978) and C18, 2, 796 (1978)

[SAR78b] D.G. SARANTITES, L. WESTERBERG, R.A. DAYRAS, M.L. HALPERT, D.C. HENSLEY et J.H. BARKER, Phys. Rev. C17, 601 (1978)

[SAT65] G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 70, 177 (1965)

[SCH81] W. SCHIER, J. CHERVENAK, AC. DIRIENZO, H.ENGE , D. GROGAN, J. MOLITORIS, M. SALOMAA, and A. SPERDUTO, Phys. Rev. C 23, 1, 261 (1981)

[SLO75] W. SCOBEL, A. MIGNEREY, M. BLANN and H.H. GUTBROD, Phys. Rev. C. 11, 5, 1701 (1975)

[SIE81] S.H. SIE, R.M. DIAMOND, J.O. NEWTON and J.R. LEIGH, Nucl. Phys. A352, 279 (1981)

[SIK79] B. SIKORA, J. BISPLINGHOFF, W. SCOBEL, M. BECKERMAN and M. BLANN, Phys. Rev. C, 20, 6, 2219 (1979)

[SIK82] B. SIKORA, M. BLANN, W. SCOBEL, J. BISPLINGHOFF, and M. BECKERMAN, Phys. Rev. C, 25, 2, 885 (1982)

[SIM77] R.S. SIMON, M.V. BANASCHIK, R.M. DIAMOND, J.O. NEWTON, and F.S. STEPHENS, Nucl. Phys. A290, 253 (1977)

[SIM79] R.S. SIMON, R.M. DIAMOND, Y. EL-MASRI, J.O. NEWTON, P. SAWA and F.S. STEPHENS, Nucl. Phys. A313, 209 (1979)

[SIN79a] N.C. SINGHAL et M.W. JOHNS, Can. J. Phys. 57, 358 (1979)

[SIN79b] N.C. SINGHAL, M.W. JOHNS, et J.V. THOMPSON, Can. J. Phys. 57, 1959 (1979)

[SPE65] D. SPERBER, Nuovo Cimento 36, 1164 (1965)

[STO78] R.G. STOKSTAD, Y. EISEN, S. KAPLANIS, D. PELTE, U. SMILANSKY and I. TSERRUYA, Phys. Rev. Lett. 41, 7, 465 (1978)

[STO80] R.G. STOKSTAD, W. REISDORF, K.D. HILDENBRAND, J.V. KRATZ, G. WIRTH, R. LUCAS and J. POITOU, Zeitsch. für Physik A, 295, 269 (1980)

[STO80b] R.G. STOKSTAD, Y. EISEN, S. KAPLANIS, D. PELTE, U. SMILANSKY et I.T. SERRUYA, Phys. Rev. C21, 2427 (1980)

[SWI81] W.J. SWIATECKI, LBL - 11403 (1981)

[TAM74] B. TAMAIN, Thèse de doctorat d'Etat, Université de Clermont-Ferrand, E 182 (1974)

[THI81] J.P. THIBAUD, Communication personnelle

[TJO78] P.O. TJOM, I. ESPE, G.B. HAGEMANN, B. HERSKIND and D.L. HILLIS, Phys. Letters 72B, 439 (1978)

[TOT74] K.S. TOTH, C.R. BINGRAM, and W. SCHMIDT-OTT, Phys. Rev. C10, 2550 (1974)

[TRA79] W. TRAUTMANN, J.F. SHARPEY-SCHAFER, H.R. ANDREWS, B. HAAS, O. HAUSSER, P. TARAS and D. WARD, Phys. Rev. Lett., 41, 4, 991 (1979)

[VAN73] R. VANDENBOSCH and J.R. HUIZENGA "Nuclear fission" Academic press- New-York 1973

[VAN78] S.Y. VAN DER WERF, Nucl. Inst. and Meth. 153, 221 (1978)

[VAZ74] L.C. VAZ et J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C10, 464 (1974)

[VAZ78] L.C. VAZ and J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C18, 5, 2152 (1978)

[VAZ81] L.C. VAZ, J.M. ALEXANDER and G.R. SATCHLER, Phys. Reports, C69, n° 5, 373 (1981)

[VAZ81b] L.C. VAZ. Computer code FRANPIE, Computer Physics communication n° 22, p. 451 (1981)

[VIG79] S.E. VIGDOR, D.G. KOVAR, P. SPERR, J. MAHONEY, A. MENCHACA-ROCHA, C. OLMER, and M.S. ZISMAN, Phys. Rev. C20, 6, 2147 (1979)

[VIG82] S.E. VIGDOR and J.J. KARWOWSKI, à paraître
S.E. VIGDOR, P.J. KARWOWSKI, W.W. JACOBS, S. KAILAS, P.P. SINGH, F. SOGA and T.G. THROME, à paraître

[WAK78] M. WAKAI and A. FAESSLER, Nucl. Phys. A307 349 (1978)

[WAP77] A.H. WAPSTRA and K. BOS, Atomic data and nuclear data tables, 19, 3 (1977)

[WEI37] V.F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 52, 295 (1937)
Phys. Rev. 83, 1073 (1951)

[WEI75] R.M. WEINER et M. WESTROM, Phys. Rev. Lett. 34, 1523 (1975)

[WES77] L. WESTERBERG, D.G. SARANTITES, R. LOVETT, J.T. HOOD, J.H. BARKER, C.M. CURRIE and N. MULLANI, NIM 145, 295 (1977)

[WES78] L. WESTERBERG, D.G. SARANTITES, D.C. HENSLEY, R.A. DAYRAS, M.L. HALBERT, et J.H. BARKER, Phys. Rev. C18, 2, 796 (1978)

[WIL67] D.C. WILLIAMS et T.D. THOMAS, Nucl. Phys. A92, 1 (1967)

[WON73] C.Y. WONG, Phys. Rev. Lett. 31, 766 (1973)

[YOU81] K. Geoffroy YOUNG, D.G. SARANTITES, J.R. BEENE, M.L. HALBERT, D.C. HENSLEY, R.A. DAYRAS et S.H. BARKER, Phys. Rev. C23, 6, 2479 (1981)